MATERIALTRANSPORT UND AUSFALLVERHALTEN BEI DER ELEKTRODIFFUSION IN AUFGEDAMPFTEN UND IN KATHODENZERSTÄUBTEN ALUMINIUM-LEITBAHNEN

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

BERND GRABE

aus Dortmund

1982

Bochum 1981

MATERIALTRANSPORT UND AUSFALLVERHALTEN BEI DER ELEKTRODIFFUSION IN AUFGEDAMPFTEN UND IN KATHODENZERSTÄUBTEN ALUMINIUM-LEITBAHNEN

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

BERND GRABE

aus Dortmund

Bochum 1981

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am 15.12.1981

Tag der mündlichen Prüfung 17.02.1982

Referent Prof. Dr. B. G. Bosch

Korreferent Prof. Dr. F. Haberey

INHALT

LISTE DER WICHTIGSTEN FORMELZEICHEN UND SYMBOLE

1 EINLEITUNG 1

2 GRUNDLAGEN DER ELEKTRODIFFUSION 3

2.1 Grundgleichungen des Materialtransports 3
2.2 Mögliche Metallisierungsausfälle durch Elektrodiffusion 6
2.2.1 Veränderungen an den Leitbahnenden 6
2.2.2 Leitbahndurchtrennungen und bestehende Lebensdauermodelle 7
2.3 Meßverfahren zur Bestimmung der Aktivierungsenergie E_g und der Driftgeschwindigkeit v 10

3. VERFAHREN ZUR HERSTELLUNG DER METALLISIERUNG 14

3.1 Aufdampfen 14
3.2 Hochfrequenz-Dioden-Kathodenzerstäubung (-Sputtern) 14
3.2.1 Prinzip des HF-Diodensputterns 14
3.2.2 Beschreibung der verwendeten Sputteranlage 16

4 EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER CHARAKTERISTISCHEN GRÖSSEN DES MATERIALTRANSPORTS FÜR REINALUMINIUM 20

4.1 Driftgeschwindigkeit 20
4.2 Schwellenwert $j_c \cdot l$ 28
4.3 Aktivierungsenergie 38
4.4 Besprechung der Ergebnisse 40

5 EINFLUSS DER HERSTELLUNGSPARAMETER AUF DAS AUSFALLVERHALTEN AUFGEDAMPFTER UND GESPUTTERTER REINALUMINIUM-LEITBAHNEN 45

5.1 Lebensdauertests 45
5.1.1 Versuchsdurchführung 45

5.1.2 Auswertung 51
5.1.2 Probleme bei der Umrechnung der mittleren Lebensdauer auf niedrige Stromdichten 54
5.2 Aufgedampfte Reinaluminium-Leitbahnen 58
5.2.1 Variation der Substrattemperatur 58
5.2.2 Variation der Aufdampfrate 60
5.2.3 Einfluß der Temperbedingungen 61
5.2.4 Einfluß der Oxidabdeckung 63
5.3 Gesputterte Reinaluminium-Leitbahnen 66
5.3.1 Variation der Leistung und des Argondrucks 66
5.3.2 Variation der Substratvorspannung 70
5.3.3 Variation der Substrattemperatur 71
5.3.4 Besprechung der Ergebnisse 72

6 AUSFALLVERHALTEN UND MATERIALTRANSPORT BEI GESPUTTERTEN Al-LEITBAHNEN MIT FREMDSTOFFEINBAU 74

6.1 Gesputterte Al-Leitbahnen mit Ti-Zusatz 74
6.1.1 Reaktion zwischen Ti und Al beim Tempern 74
6.1.2 Schichtenfolge Ti-Al 77
6.1.3 Schichtenfolge Al-Ti-Al 80
6.2 Gesputterte Al-TiN-Al-Strukturen 84
6.3 Gesputtertes Al mit Kupferzusatz 88
6.4 Gesputterte (Al + Cu)-TiN-(Al + Cu)-Strukturen 93

7 ZUSAMMENFASSUNG 96

ANHANG 98

LITERATURVERZEICHNIS 104

LISTE DER WICHTIGSTEN FORMELZEICHEN UND SYMBOLE

A	Leitbahnquerschnitt
b	Leitbahnbreite
d	Schichtdicke
$D_{o,g} \exp(-E_g/kT)$	Diffusionskonstante im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion
e	Elementarladung, + $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As
E	Feldstärke
E_g	Aktivierungsenergie für Korngrenzendiffusion
F	Kraft
I	elektrischer Strom
j	elektrische Stromdichte
j_c	Schwellstromdichte
$j_c \cdot l = j \cdot l_c$	Schwellenwert des Materialtransports
J	Materialstromdichte
k	Boltzmannkonstante, $8{,}62 \cdot 10^{-5}$ eV/grd
K	mittlere Korngröße
l	Leitbahnlänge
l_c	Schwellenwert der Leitbahnlänge
l_d	Driftlänge des Aluminiums
$l_{d,Cu}$	Driftlänge des Kupfers im Aluminium
n	Anpassungsexponent im Lebensdauermodell
N_o	Dichte der Metallatome bzw. -ionen
N	Sputterleistung
p	Druck des jeweiligen Arbeitsgases
r	Aufdampf- oder Sputterrate
R	Widerstand
R_T	Rauhtiefe
s	Standardabweichung der Driftgeschwindigkeit
S	Summenausfallhäufigkeit bei der logarithmisch-normalen Darstellung der Ausfallzeiten
t	Versuchsdauer oder Ausfallzeit
t_T	Zeitdauer des Temperprozesses
$t_{0,1}$	Zeit, in der 0,1% aller Leitbahnen einer Serie ausgefallen sind
t_{16}	" , " " 16% " " " " " " "
t_{84}	" , " " 84% " " " " " " "
t_{50}	mittlere Ausfallzeit einer Leitbahnserie
T	Leitbahntemperatur

T_S	Substrattemperatur
T_1	Raumtemperatur
T_2	Ölbadtemperatur
ΔT	Aufheizung der Leitbahn gegenüber dem Ölbad
U	Spannung
U_{Bias}	Substratvorspannung
v	Driftgeschwindigkeit, mittlere Teilchengeschwindigkeit bezogen auf den Leitbahnquerschnitt
$\bar{v}$	mittlere Driftgeschwindigkeit
$\Delta\bar{v}$	Fehler des Mittelwertes der Driftgeschwindigkeit
v_{Cu}	Driftgeschwindigkeit des Kupfers, bezogen auf Leitbahnquerschnitt
Z^*	Ladungszahl der effektiven Ladung
μ	Beweglichkeit
ρ	spezifischer Widerstand
$\rho_\square$	Schichtwiderstand

1. EINLEITUNG

Zu den möglichen Ausfallursachen integrierter Schaltungen gehören Unterbrechungen und Driftausfälle innerhalb der Metallisierung, die durch einen Materialtransport in stromdurchflossenen Leitbahnen verursacht werden. Der Materialtransport kommt hierbei durch Kräfte zustande, die auf selbstdiffundierende Leitbahnteilchen im elektrischen Feld und durch die Leitungselektronen ausgeübt werden. Dieser Effekt wird als Elektrotransport oder Elektrodiffusion und in der englischsprachigen Literatur als electromigration bezeichnet. Er gewinnt mit fortschreitender Miniaturisierung hochintegrierter Schaltkreise wegen der damit verbundenen höheren elektrischen Stromdichten zunehmend an Bedeutung. Das Interesse bisheriger Untersuchungen richtete sich hierbei in den letzten 15 Jahren insbesondere auf die Elektrodiffusion in Aluminium, das in der Halbleitertechnik bevorzugt als Metallisierung eingesetzt wird.

Ein großer Teil der auf diesem Gebiet vorliegenden Arbeiten befaßt sich mit dem Einfluß der Leitbahnherstellung auf die Ausfallzeiten. Als Teststrukturen für die Lebensdaueruntersuchungen dienen hierbei allgemein Streifen, die in relativ großflächigen Anschlußflecken zum Kontaktieren enden. Die Tests finden nahezu ausschließlich bei erhöhter Temperatur und Stromdichte statt, um die Ausfallstatistik der Testserien innerhalb vertretbarer Zeiten zu ermitteln. Problematisch ist allerdings die Umrechnung der Ausfallzeiten von Test- auf reale Betriebsbedingungen, da sich bestehende Lebensdauermodelle oft nicht mit experimentellen Ergebnissen in Einklang bringen lassen.

Da sich die bisherigen Untersuchungen überwiegend auf das Ausfallverhalten der oben beschriebenen Teststrukturen beschränkten, liegen kaum Aussagen über den Einfluß der Herstellungsbedingungen auf die Materialstromdichte vor. Über diese Größe selbst sowie über ihre exponentielle Temperaturabhängigkeit, die durch eine Aktivierungsenergie beschrieben werden kann, existieren nur wenige, jedoch widersprüchliche Arbeiten. Die vorliegenden Untersuchungen sollen daher an dieser Stelle mehr Klarheit schaffen.

Im allgemeinen werden Aluminium-Leitbahnen durch Aufdampfen hergestellt. Daneben findet gegenwärtig die Kathodenzerstäubung (Sputtern) in der Halbleitertechnik eine ständig wachsende Beachtung, da sie einige Vorteile gegenüber dem Aufdampfen bietet. Beispielsweise können fast beliebige Targetzusammensetzungen mit gleichbleibender Qualität zerstäubt werden; ausserdem ist die Belegung gesputterter Schichten auf bereits strukturierten Oberflächen mit Oxidstufen und an Steilkanten günstiger. Über das Ausfallverhalten gesputterter Teststrukturen liegt bisher erst wenig und über deren Materialstromdichte sowie Aktivierungsenergie so gut wie keine Information vor.

Über eine Erhöhung der Lebensdauer von Al-Leitbahnen bei Zugabe von Fremdzusätzen wurde des öfteren berichtet. Beispielsweise ergaben sich bei Teststrukturen mit Cu- oder Ti-Zugabe beachtlich höhere Ausfallzeiten gegenüber Reinaluminium-Leitbahnen. Allerdings existieren im Falle von Fremdzusätzen noch keine quantitativen Aussagen über die Materialstromdichte von Aluminium.

In der vorliegenden Arbeit sollen zunächst die wichtigsten charakteristischen Größen des Materialtransports dargestellt werden. Zu diesen Größen, die hier mit einem gültigen Meßverfahren ermittelt werden, gehören neben der Materialstromdichte bzw. Driftgeschwindigkeit und der Aktivierungsenergie auch der Schwellenwert, unterhalb dessen keine Leitbahnausfälle mehr auftreten. Die weiteren Untersuchungen befassen sich mit dem Einfluß technologischer Parameter auf den Materialtransport und auf die Lebensdauer aufgedampfter, größtenteils jedoch gesputterter Leitbahnen. Hierbei werden auch die Auswirkungen von Fremdmaterialeinbau auf die Elektrodiffusionseigenschaften kathodenzerstäubter Leitbahnen behandelt.

Erkenntnisse, die im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen gewonnen werden, sollen die Realisierung von Schaltungen mit hoher Zuverlässigkeit ermöglichen. Hierzu werden mögliche Maßnahmen zur Erhöhung der Leitbahnzuverlässigkeit vorgeschlagen.

2. GRUNDLAGEN DER ELEKTRODIFFUSION

2.1 Grundgleichungen des Materialtransports

Wenn Gitterionen in einem metallischen Leiter thermisch aktiviert werden, können sie eine regellose Selbstdiffusion ausführen, solange keine Kräfte auf die aktivierten Teilchen wirken. Unter dem Einfluß von Gradienten - beispielsweise eines Gradienten des elektrischen Potentials, eines Konzentrations- oder eines Temperaturgradienten - wird jedoch aus der rein statistischen Bewegung eine gerichtete Diffusion, und zwar eine Driftbewegung in Richtung der treibenden Kräfte. Für den Betrag der mittleren Teilchengeschwindigkeit (Driftgeschwindigkeit) v gilt dann im Falle einer eindimensionalen Betrachtung:

$$v = \frac{J}{N_o} = \mu \cdot \frac{F}{e} \qquad (2.1)$$

Hierbei ist J der Betrag der Materialstromdichte, N_o die Dichte aller Metallatome bzw. -ionen, μ die Beweglichkeit, e die Elementarladung und F der Betrag der Kräfte.

In polykristallinem Aluminium kommen für die Bewegung der aktivierten Ionen im Prinzip mehrere Diffusionsmechanismen in Frage. Die bekanntesten hiervon sind die Diffusion im Kornvolumen und die Korngrenzendiffusion; weitere Mechanismen sind in [1] aufgeführt. Die Beweglichkeit setzt sich daher prinzipiell aus mehreren Termen zusammen:

$$\mu = \sum_i \frac{e}{kT} D_{o,i} \exp(-E_i/kT) \qquad (2.2)$$

T ist die Temperatur, k die Boltzmannkonstante, E_i sind die Aktivierungsenergien und $D_{o,i} \exp(-E_i/kT)$ die Diffusionskonstanten für den jeweiligen Diffusionsmechanismus i. Die Exponentialfunktionen geben die Sprungwahrscheinlichkeit eines Metallions für einen Platzwechsel über den Mechanismus i an.

In Aluminiumleitbahnen, deren Korngröße deutlich geringer ist als die Leitbahnbreite, überwiegt bei Temperaturen unter-

halb von größenordnungsmäßig 350 °C und homogenem Materialtransport der Beitrag der Korngrenzendiffusion [1,2], der hier mit dem Index "g" bezeichnet wird. Diffusionsbeiträge mit höherer Aktivierungsenergie - also insbesondere die Volumendiffusion - können dann noch vernachlässigt werden. In diesem Fall läßt sich Gl. (2.2) vereinfachen:

$$\mu = \frac{e}{kT} D_{o,g} \exp(-E_g/kT) \qquad (2.3)$$

Ist der elektrische Strom die alleinige Ursache für einen Materialtransport, setzt sich in Gl. (2.1) die treibende Kraft auf die aktivierten Ionen aus zwei Termen zusammen. Dies sind die Feldkraft F_E im elektrischen Feld der Feldstärke E und die Impulskraft F_P durch Impulsübertragung der Leitungselektronen:

$$F_E = Z\, e\, E > 0$$

$$F_P = Z' e\, E < 0$$

Diese beiden Ausdrücke mit der Ionenladung Ze und dem dimensionslosen Ausdruck Z' lassen sich zu der resultierenden Gesamtkraft F_{ED} der Elektrodiffusion zusammenfassen

$$F_{ED} = Z^* e\, E = Z^* e\, \rho\, j \qquad (2.4)$$

j ist die elektrische Stromdichte und ρ der spezifische Widerstand. Da bei Aluminium der Anteil der Impulskraft überwiegt, ist die effektive Ladung Z^*e in diesem Fall negativ, d.h. Aluminiumteilchen driften unter dem Einfluß der Elektrodiffusion in Richtung der Leitungselektronen.

Setzt man schließlich (2.4) und (2.3) in (2.1) ein, so erhält man die bekannte Gleichung für die reine Elektrodiffusion im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion, die den homogenen Materialtransport sowie seine Temperaturabhängigkeit beschreibt:

$$v = \frac{J}{N_o} = \frac{D_{o,g} \exp(-E_g/kT)}{kT} Z^* e\, \rho\, j \qquad (2.5)$$

Die mittlere Teilchengeschwindigkeit bzw. Driftgeschwindigkeit v wird hierbei nicht auf den effektiven Querschnitt der einzelnen Korngrenzen bezogen, sondern auf den gesamten Probenquerschnitt.

Neben den Kräften F_E und F_P tritt in stromdurchflossenen Leitern mindestens ein weiterer Anteil auf. Ein homogener Materialtransport nach Gl. (2.5) erzeugt nämlich einen Konzentrationsunterschied zwischen den Enden einer Leitbahn der Länge l, also eine Materialverarmung am negativen und eine Materialanhäufung am positiven Leitbahnende. Diese Konzentrationsdifferenz führt zu einem Druckunterschied bzw. zu einer Energiedifferenz ΔW zwischen den Streifenenden. Aus dem Gradienten dieser Differenz ergibt sich schließlich eine rücktreibende Kraft $F_R = \Delta W/l$, die der treibenden Kraft F_{ED} der reinen Elektrodiffusion entgegenwirkt [3]:

$$v = \frac{J}{N_o} = \frac{\mu}{e} (F_{ED} - F_R) = \frac{D_{o,g} \exp(-E_g/kT)}{kT} (Z^* e \rho j - \frac{\Delta W}{l}) \quad (2.6)$$

Die rücktreibende Kraft bzw. die Energiedifferenz besitzen einen Maximalwert $F_{R,max} = \Delta W_{max}/l$. Sobald er erreicht wird, kann sich das Leitbahnmaterial am positiven Streifenende plastisch verformen und Hügel bzw. stiftförmige Auswüchse (whisker) bilden. Unterhalb eines Schwellenwertes j_c der elektrischen Stromdichte oder l_c der Leitbahnlänge können jedoch Elektro- und Rückdiffusion ein Gleichgewicht halten, so daß kein Netto-Materialstrom mehr fließt:

$$v = J/N_o = 0 \quad \text{für} \quad j \leq j_c \quad \text{bzw.} \quad l \leq l_c \quad (2.7)$$

Die Gleichungen (2.6) und (2.7) ergeben für $j = j_c$ oder für $l = l_c$:

$$j_c \cdot l = \Delta W_{max}/e Z^* \rho = j \cdot l_c \quad (2.8)$$

Die Schwellstromdichte ist also umgekehrt proportional zur Leitbahnlänge. Oberhalb der Schwellstromdichte überschreitet die treibende Kraft F_{ED} der Elektrodiffusion den Maximalwert $F_{R,max}$ der Rückdiffusion, so daß sich das positive Leitbahnende ver-

formt und Material von der negativen Streifenfront her abgeführt werden kann. Für die Driftgeschwindigkeit folgt dann aus (2.6) und (2.8) [3]

$$v = \frac{J}{N_o} = \frac{D_{o,g}\ \exp(-E_g/kT)}{kT}\ z^* e\rho\,(j-j_c) \quad \text{für } j>j_c \qquad (2.9)$$

Wenn mit Ausnahme der Leitbahnenden keine Inhomogenitäten, z.B. der Leitbahntemperatur, des Materialtransports, der Struktur usw. auftreten, brauchen hier keine weiteren Anteile wie Thermodiffusion oder lokale Druckgradienten berücksichtigt zu werden. Für $j \gg j_c$ sind die Gleichungen (2.5) und (2.9) dann identisch.

Der Materialtransport in stromdurchflossenen Leitbahnen läßt sich mit folgenden charakteristischen Größen aus Gl.(2.9) quantitativ beschreiben:

- Mittlere Teilchen- oder Driftgeschwindigkeit v, u.a. abhängig von j und T,
- Aktivierungsenergie E_g zur Angabe der Temperaturabhängigkeit von v,
- Schwellenwert $j_c \cdot l$, unterhalb dessen keine Leitbahnausfälle durch Elektrodiffusion mehr auftreten.

2.2 Mögliche Metallisierungsausfälle durch Elektrodiffusion

2.2.1 Veränderungen an den Leitbahnenden

Bereits eine homogene Materialstromdichte kann am kathodenseitigen Ende einer Aluminiumleitbahn zu einer Materialverarmung und am positiven Streifenende zu einer Materialanhäufung führen, ohne daß weitere Defekte auf dem übrigen Teil der Leitbahn entstehen. Da Leitbahnen in integrierten Schaltungen meistens nicht in großflächigen Bondflecken enden, sondern überwiegend Bauelemente miteinander verbinden, kann dieser Effekt an den relativ kleinflächigen Metall-Halbleiterkontakten Drift- oder Totalausfälle hervorrufen [4]. Am anodenseitigen Leitbahnende besteht beispielsweise durch Hügel- und Whiskerwachstum die Gefahr eines Kurzschlusses zu eng benachbarten

Leitbahnen. Gravierender ist jedoch der Einfluß der Materialverarmung auf die Zuverlässigkeit des negativen Leitbahnendes. Hier kann ein Ausfall prinzipiell mehrere Ursachen haben, z.B.

- Driftausfall durch Überschreiten des maximal zulässigen Kontaktwiderstandes
- Totalausfall durch genügend weite Drift der Verarmungsfront
- Totalausfall wegen Leitbahndurchtrennung an der Oxidstufe eines realen Kontaktes.

Zur Erhöhung der Zuverlässigkeit an den Streifenenden sollte die Materialstromdichte daher - gleiches j, T und Ausfallverhalten vorausgesetzt - möglichst gering gehalten werden, z.B. durch geeignete technologische Maßnahmen oder gar durch Unterschreiten der Schwellstromdichte (siehe Gl. (2.9) bzw. (2.7)).

In der vorliegenden Arbeit werden in grundlegenden Untersuchungen die Materialstromdichte sowie ihr Einfluß auf das negative Leitbahnende behandelt, allerdings nicht an realen Leitbahnen integrierter Schaltungen, sondern an idealen Teststrukturen auf überwiegend ebener Unterlage. Eine exakte Vorhersage der Ausfallzeit realer Metall-Halbleiter-Kontakte ist daher nicht möglich, zumal über die Ausfallform dieser Kontakte kaum Aussagen existieren.

2.2.2 Leitbahndurchtrennungen und bestehende Lebensdauermodelle

Beschädigungen entlang einer Leitbahn, z.B. Löcher, Einschnürungen und Hügel, können durch lokale Divergenzen der Materialstromdichte entstehen. Ursache für diese Divergenzen sind im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion beispielsweise lokale strukturbedingte Unterschiede der Diffusionskonstante - etwa an speziellen Tripelpunkten [5] oder an anderen Strukturinhomogenitäten [6] - oder auch lokale Temperaturunterschiede (Abb. 2.1). Mit der Zeit können Löcher und Einschnürungen sich so weit ausdehnen, daß schließlich die Leitbahn an einer Stelle durchtrennt wird.

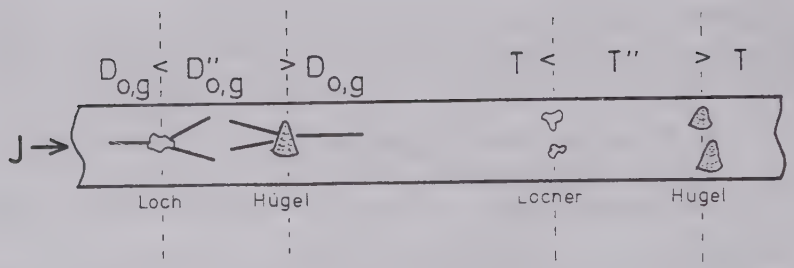


Abb. 2.1 Beispiele für die Defektbildung entlang einer Leitbahn: Tripelpunktdivergenzen; lokale Änderungen der Diffusionskonstanten; Temperaturgradienten

Die mittlere Lebensdauer t_{50}, in der 50% aller Leitbahnen einer Serie durch diesen Effekt ausfallen, wird in Lebensdauertests bei erhöhter Stromdichte und Temperatur an Teststrukturen auf meist ebener Unterlage ermittelt. Ein einfaches Lebensdauermodell für t_{50} wurde von Black [7,8] über die Annahmen $J \sim j^2 \exp(-E_g/kT)$ (vergleiche Gl. (2.5)!) und $t_{50} \sim 1/J$ hergeleitet, die allerdings ungültig sind [9]. Black erhielt so den Ausdruck

$$t_{50} \sim j^{-2} \exp(E_g/kT) \ , \qquad (2.10)$$

der nur in einigen speziellen Fällen mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. Statt dieses Ausdrucks wird manchmal auch $t_{50} \sim j^{-n} \exp(E_g/kT)$ mit $1 < n < 10$ verwendet (Übersicht siehe [10,11]), wobei n und E_g in dieser empirischen Beziehung allerdings nicht als physikalisch sinnvolle Größen, sonder eher als Anpassungsparameter zu verstehen sind.

Im Gegensatz zu diesem einfachen Modell gehen die komplizierteren Rechnungen nach Sigsbee [12] bzw. Venables und Lye [13] davon aus, daß sich an einem wachsenden Defekt lokal j', T', ρ' und damit über Gl. (2.5) auch J' ändern. Das lokale Defektwachstum wird durch die in Abb. 2.2 definierte Variable L beschrieben. Zu Beginn des Tests ist der Streifen an der zukünftigen Ausfallstelle noch unbeschädigt, d.h. L = 0, und bei einer völligen Durchtrennung ist L = 1. Für den lokalen Tempe-

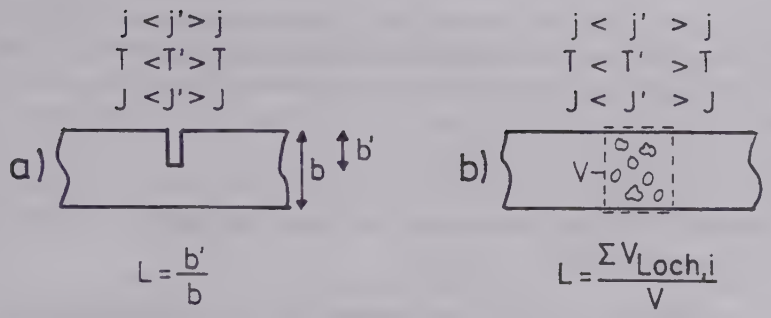


Abb. 2.2 Definition der Variablen L an einem Leitbahndefekt nach
a) Sigsbee (normierte Einschnürungslänge) bzw. nach
b) Venables und Lye (Porosität)

raturanstieg am Defekt $\Delta T' = T' - T$ wird eine Proportionalität zur lokalen Verlustleistung angenommen. Hierüber ergibt sich eine Abhängigkeit der lokalen Temperatur T' von L und von der Eigenaufheizung der unbeschädigten Leitbahn $\Delta T = T - T_2 = f(j)$ gegenüber der Umgebungstemperatur T_2. Sobald L den Schmelzwert $L_m \leq 1$ erreicht hat, ist die lokale Temperatur T' gleich der Schmelztemperatur T_m des Leitbahnmaterials, so daß der Streifen hier durchbrennt. Mit der Näherung $dL/dt \sim dN_o/dt$, der Kontinuitätsgleichung $dN_o/dt = -(\mathrm{div}\ J)'$ und der ungültigen [9] Beziehung $(\mathrm{div}\ J)' \sim J'$ ergibt sich mit $J' = f(L,\Delta T)$ durch Integration

$$t_{50} \sim \int_0^{L_m} \frac{dL}{J'(L,\Delta T)} \sim \int_0^{L_m} \frac{T'(L,\Delta T)}{j'(L)\cdot \exp(-E_g/kT'(L,\Delta T))\cdot \rho'(T'(L,\Delta T))}\, dL$$

$$\approx f(j^{-n(\Delta T(j))},\ldots) \qquad (2.11)$$

Gegenüber den oben besprochenen einfachen Beziehungen bieten diese Modelle den Vorteil, daß sie eine Abhängigkeit des Exponenten n im Ausdruck $t_{50} \sim j^{-n}$ von den Test- und Temperaturbedingungen einer Testreihe erklären können. Sie sind aber nicht allgemein gültig, da es einerseits noch keinen Ausdruck gibt, der die Divergenzen der Materialstromdichte bei der Defektbildung exakt beschreibt, und da sie andererseits die komplexe

Wechselwirkung der Leitbahndefekte untereinander nicht erfassen. Daher ist eine Umrechnung der Lebensdauerdaten von Test- auf reale Betriebsbedingungen auch heute noch sehr problematisch.

2.3 Meßverfahren zur Bestimmung der Aktivierungsenergie E_g und der Driftgeschwindigkeit v

Zu Beginn der eigenen Untersuchungen existierten bereits einige Veröffentlichungen über die charakteristischen Größen bei der Elektrodiffusion in Reinaluminium. Der größere Teil dieser Arbeiten befaßte sich mit der Aktivierungsenergie E_g, während v nur in wenigen Arbeiten behandelt wurde. Die Ergebnisse von E_g und v, die mit mehreren unterschiedlichen Meßverfahren bestimmt wurden, sind allerdings sehr widersprüchlich. Beispielsweise liegen die ermittelten Werte für E_g bei Temperaturen unterhalb 300°C zwischen 0,29 und 1,2 eV. Außerdem wurde im Gegensatz zu anderen Arbeiten eine deutliche Abhängigkeit der Aktivierungsenergie E_g von der Korngröße [7,14,15], der Temperatur [16,17] oder der Oxidabdeckung [7,18] festgestellt, ja sogar eine Abhängigkeit dieser materialspezifischen Energie von der Schichtdicke [19] oder gar der Teststromdichte [20]! Zur Klärung dieser Widersprüche sowie über die Gültigkeit der Meßverfahren liegt inzwischen eine ausführliche Arbeit vor [9]. Daher wird die Wahl einer geeigneten Meßmethode an dieser Stelle nur kurz behandelt.

Bisher wurden im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion die vier nachfolgend beschriebenen Verfahren angewendet, um für Reinaluminium die Größen v und E_g zu ermitteln. Wenn die Korngröße wesentlich geringer als die Leitbahnbreite ist, ergibt sich hierbei E_g aus der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der jeweiligen Meßgröße.

a) In Lebensdauertests wird die Ausfallzeit t_{50} ermittelt, in der 50% aller Leitbahnen einer Serie identischer Proben durch Leitbahnunterbrechungen ausfallen. Für t_{50} wird eine Temperaturabhängigkeit nach Gl. (2.10) angenommen, über die E_g bestimmt

wird [7,14,15,18-23].

b) Bei der Widerstandsmethode nutzt man die zeitliche Änderung des Leitbahnwiderstandes - etwa durch Defektbildung - unter Strombelastung aus. Hierbei wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Meßgröße $(1/R)(dR/dt)$ und der Driftgeschwindigkeit v angenommen und E_g schließlich mit Gl. (2.5) über die Temperaturabhängigkeit dieser Meßgröße ermittelt [16,17,24].

c) Zur Messung des Lochwachstums [25-27] bzw. der Massenprofiländerung [28,29] werden freitragende Leitbahnen im Objekthalter eines Elektronenmikroskops belastet. Über die Stromdichte j läßt sich ein näherungsweise parabelförmiges Temperaturprofil mit einer theoretisch abgeschätzten Maximaltemperatur T_{max} in der Streifenmitte einstellen. Durch Strukturinhomogenitäten und Temperaturgradienten entstehen lokal Divergenzen, die in der kathodenseitigen Hälfte der Leitbahn zu einer Löcherbildung führen, während sich im anodenseitigen Teil überwiegend Hügel bilden. Die zeitliche Volumenänderung aller Löcher in der negativen Streifenhälfte ist hierbei die Meßgröße und kann beispielsweise mit einem Transmissionselektronenmikroskop abgeschätzt werden [25-27]. Statt der Abschätzung ermittelte Weise [28,29] in einem abgeänderten Rasterelektronenmikroskop zeitliche Änderungen des Massenprofils. Bei dieser exakteren Methode wird die Abschwächung des Primärelektronenstrahles an der Rückseite der Probe gemessen. Die Abschwächung ist hierbei proportional zur lokalen Massendicke.

Beide Verfahren gehen davon aus, daß die Meßgröße jeweils durch eine konstante Materialstromdichte nach Gl. (2.5) gegeben ist, die bei konstantem T_{max} und j durch eine unbeschädigte Streifenmitte fließt.

Die bisher aufgeführten Verfahren sind allerdings nicht gültig, wie in [9] bewiesen wurde. Im Gegensatz zur idealisierten Annahme sind nämlich die Divergenzen der Materialstromdichte, die zu den oben beschriebenen Veränderungen in den Leitbahnen führen, weder konstant noch proportional zu J! Außerdem wurden Druckgradienten nicht berücksichtigt. Diese Modellfehler treten bei der nächsten Methode nicht auf:

d) Zur direkten Messung der Driftgeschwindigkeit nach Blech [3] wird eine Teststruktur auf oxidierten Siliziumsubstraten verwendet, bei der sich eine gut leitende Aluminiumleitbahn auf einem schlecht leitenden TiN-Streifen gleicher Breite befindet (Abb. 2.3). Durch das Schichtwiderstandsver-

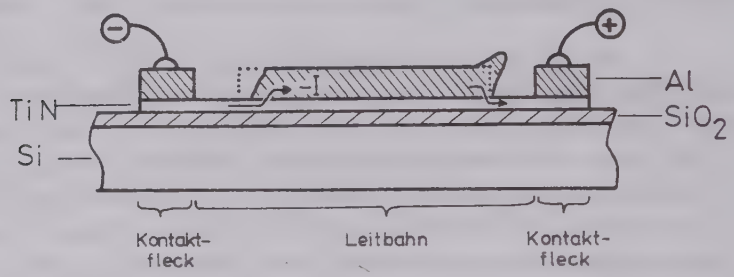


Abb. 2.3 Unmaßstäblicher Schnitt durch eine Struktur zur Messung der Driftgeschwindigkeit. Ein homogener Materialtransport durch Elektrodiffusion führt am negativen Leitbahnende zu einer Materialverarmung bzw. Drift und am positiven Ende zu einer Materialanhäufung.

hältnis $\rho_{\square TiN} : \rho_{\square Al}$ von größenordnungsmäßig 100:1 übernimmt das Aluminium praktisch den gesamten elektrischen Strom, der über das Titannitrid zugeführt wird. Mit Ausnahme der Leitbahnenden sind j und T im Al-Streifen unter geeigneten Bedingungen konstant. Während die Elektrodiffusion im TiN vernachlässigbar gering ist, tritt im Aluminium ein Materialtransport in Richtung des Elektronenflusses auf. Am negativen Leitbahnende wird dann Material abtransportiert, so daß diese Front mit der Geschwindigkeit v driftet, und am positiven Ende häuft sich Aluminium an. Die restliche Länge der Leitbahn muß weitestgehend defektfrei sein, damit eine konstante und homogene Materialstromdichte nach Gl. (2.9) durch die Leitbahn fließen kann. Nur dann ist die Driftgeschwindigkeit der negativen Streifenfront durch diesen Materialtransport gegeben, wie in [1] bewiesen wurde.

Über die Temperaturabhängigkeit der gemessenen Driftgeschwindigkeit erhält man mit Gl. (2.9) die Aktivierungsenergie. Bei geeigneten Stromdichten und Leitbahnlängen ist mit dieser

Methode zusätzlich die Bestimmung von $j_c \cdot l$ möglich.

Weitere bekannte Meßverfahren eignen sich nur für die Untersuchung der Fremdmaterialbewegung in einem Wirtsgitter (z.B. radioaktive Markierverfahren [30-32]) oder nur für den Temperaturbereich der Volumendiffusion (mechanisch eingeprägte Markierungen [33], Wägemethode [34]).

In der vorliegenden Arbeit wurde die direkte Messung der Driftgeschwindigkeit angewendet, weil sie das derzeit einzige gültige Meßverfahren zur Bestimmung von v, E_g und $j_c \cdot l$ im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion ist. Vorsicht ist allerdings dann geboten, wenn entlang der Leitbahn deutliche Divergenzen auftreten - beispielsweise ein ausgeprägtes Hügelwachstum kurz hinter der negativen Streifenfront bei kupferhaltigen Leitbahnen (Abschnitte 6.3 und 6.4) - weil in diesen Fällen der Meßwert nicht mehr mit dem Materialtransport im homogenen Teil der Leitbahn übereinstimmt.

3. VERFAHREN ZUR HERSTELLUNG DER METALLISIERUNG

3.1 Aufdampfen

Zur Herstellung von Reinaluminium-Dünnfilmen wurde neben der in Abschnitt 3.2 behandelten Kathodenzerstäubungsanlage auch eine Aufdampfanlage mit Elektronenstrahlverdampfer und Öldiffusionspumpe benutzt. Die gewünschte Aufdampfrate ließ sich während des Prozesses mit einem Schwingquarz und Schichtdickenmeßgerät kontrollieren. Die Substrate konnten über Quarzstrahler aufgeheizt werden. Die Substrattemperatur T_S wurde dabei mit einem Thermoelement gemessen, das federnd auf den (stillstehenden) Substraten auflag.

Da die mittlere freie Weglänge zwischen den Restgasmolekülen des Vakuums wesentlich größer ist als die Abmessungen des Rezipienten, gelangt das verdampfte Material aus der relativ kleinflächigen Quelle praktisch ohne Stöße geradlinig auf das ca. 22 cm entfernte Substrat. Die kinetische Energie der auftreffenden Teilchen liegt hierbei in der Größenordnung der thermischen Energie.

Zur Bedampfung ebener Substrate wurde der rotierende Substrathalter parallel zur Aufdampfquelle ausgerichtet. Um allerdings Oxidstufen hinreichend zu belegen, müßte er geneigt sein und eine genügend hohe Substrattemperatur gewählt werden.

3.2 Hochfrequenz-Dioden-Kathodenzerstäubung (HF-Diodensputtern)

3.2.1 Prinzip des HF-Diodensputterns

Das Sputtern beruht auf einer Abtragung des Kathodenmaterials durch beschleunigte Gasionen - meist Argon - in einer Gasentladung. Für die vorliegenden Untersuchungen stand eine Hochfrequenz-Dioden-Sputteranlage zur Verfügung, in der sich eine großflächige, ebene Targetelektrode als Kathode und ein geerdeter Substrathalter gegenüberstehen (Abb. 3.1). Bei dieser Diodenanordnung kann ein Hochfrequenzfeld das Arbeitsgas ionisie-

ren und die als Leuchteffekt sichtbare Gasentladung aufrechterhalten, ohne daß weitere Elektroden oder Magnetfelder nötig wären. Die Elektronen können wegen ihrer geringen Masse der Hochfrequenz gut folgen, während die Argonionen aufgrund ihrer höheren Masse relativ träge sind. Die unterschiedliche Beweglichkeit von Elektronen und positiven Ionen führt daher zu einem Gleichrichteffekt, so daß sich die Targetelektrode auf ein negatives Gleichspannungspotential auflädt. Der Abstimmkondensator (Abb. 3.1) verhindert das Abfließen der negativen Targetladung. Vor dem Target bildet sich ein Dunkelraum, in dem praktisch die gesamte Gleichspannung abfällt - in der Regel einige hundert bis einige tausend Volt. In dieser Dunkelraumzone werden die Argonionen zur Kathode hin beschleunigt und zerstäuben dort das Targetmaterial, wobei geerdete Dunkelraumabschirmungen

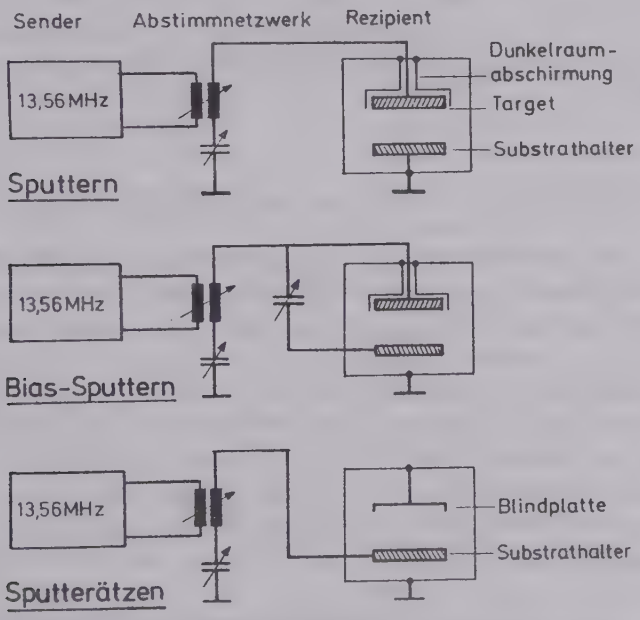


Abb. 3.1 Prinzipschaltbild der Hochfrequenzdiodenkathodenzerstäubungsanlage beim normalen Sputterprozeß, beim Sputtern mit Substratvorspannung (Bias-Sputtern), und beim Sputterätzen.

ein Zerstäuben an unerwünschten Stellen unterbinden. Die abgeschlagenen Teilchen wiederum gelangen mit einer höheren kinetischen Energie als beim Aufdampfen auf die Substrate, so daß gesputterte Schichten in der Regel besser haften als aufgedampfte. Zusätzlich können die auftreffenden Teilchen schlecht haftendes Material abschlagen, z.B. an Korngrenzen, wodurch gesputterte polykristalline Schichten allerdings rauher sein können als aufgedampfte.

Neben der besseren Haftung bietet die Kathodenzerstäubung weitere Vorteile gegenüber der Aufdampftechnik. So können nahezu beliebige Targetzusammensetzungen, beim hier angewendeten HF-Diodensputtern ja sogar Isolatoren mit gleichbleibender Qualität zerstäubt werden. Die im Gegensatz zum Aufdampfen relativ großflächige Materialquelle sowie Stöße zwischen zerstäubtem Targetmaterial und Gasionen bewirken, daß die Teilchen nicht nur aus einer, sondern aus fast allen Richtungen auf die Substrate gelangen und daher eine gute Oxidstufenbelegung gewährleisten.

3.2.2 Beschreibung der verwendeten Sputteranlage

Die verwendete Hochfrequenzdiodensputteranlage weist einen schwenkbaren, wassergekühlten Substrathalter auf, der sich wahleise unter eines der drei wassergekühlten Targets bzw. unter die geerdete Ätzposition fahren läßt. Die Substrate werden üblicherweise lose auf den Substrathalter gelegt. Der Durchmesser der Targets und des Substrathalters beträgt jeweils 15 cm, und der Abstand zwischen Substrathalter und Target bzw. Ätzposition jeweils ca. 5 cm. Diese Anordnung bietet u.a. die Möglichkeit, Mehrfachschichten ohne Unterbrechung des Vakuumprozesses herzustellen.

Ein Staubfreigebläse ermöglicht ein sauberes Beschicken der Anlage bei geöffnetem Rezipienten. Nach dem Schließen und Abpumpen der Anlage wurden die benötigten Targets zur Reinigung zunächst mindestens 10 min lang mit N = 400 W und $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-}$ mbar auf eine Blindplatte zerstäubt.

Das Vakuum im Rezipienten wird mit einer Vor- und einer Turbomolekularpumpe erzeugt, die eine konstante Saugleistung von 450 l/s bis herauf zu $2 \cdot 10^{-3}$ mbar erreicht. Oberhalb dieses Drucks nimmt die Saugleistung ab, beispielsweise auf 100 l/s bei $25 \cdot 10^{-3}$ mbar. Der Enddruck der Anlage liegt bei etwa $4 \cdot 10^{-7}$ mbar. Ein Massenspektrogramm ergab bei diesem Druck überwiegend Wasseranteile. Nach dem Abpumpen der Anlage wird der Rezipient zum Sputtern über ein Nadeldosierventil mit Argongas rückgefüllt und weiterhin kontinuierlich, also ungedrosselt, abgepumpt. Weitere Gasdosierventile erlauben O_2- bzw. N_2-Zugabe zum Argon, wodurch reaktives Sputtern von z.B. SiO_2 oder TiN möglich ist. Die Messung des Arbeitsdrucks erfolgt mit einem Hochdruck-Ionisationsmanometer mit Abschirmgitter, das Meßfehler durch das Plasma während des Sputterns vermeidet. Der übliche Arbeitsdruck p_{Ar} des Argons bei Hochfrequenzdiodensputtern liegt zwischen etwa $2{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar und etwa $27 \cdot 10^{-3}$ mbar. Dies entspricht mittleren freien Weglängen der Argonionen zwischen ca. 5 cm und ca. 5 mm. Unterhalb dieses Druckbereiches kann bei der vorgegebenen Anlagengeometrie kein Plasma mehr gezündet und aufrechterhalten werden, und oberhalb dieses Bereiches besteht durch die stark verringerte Saugleistung der Turbomolekularpumpe die Gefahr einer Schichtverunreinigung. Ferner kann das zerstäubte Targetmaterial durch Vielfachstöße bei höherem Argondruck nur noch mit geringer kinetischer Energie und schlechter Haftfähigkeit auf die Substratoberfläche gelangen.

Die Aufwachsrate r ist unter konstanten Bedingungen von z.B. Druck p_{Ar}, Leistung N, Substrateigenschaften und Anlagengeometrie ebenfalls konstant und wurde in Vorversuchen ermittelt. In Abb. 3.2 ist r in Abhängigkeit von p_{Ar} und N dargestellt. Die Raten sind hierbei deutlich niedriger als beim Aufdampfen. Daher beträgt die Dauer des Sputterprozesses zur Herstellung einer 1 µm dicken Al-Schicht bei 100 W beispielsweise etwa 2 Stunden, das Aufdampfen hingegen nur wenige Minuten.

Die Substrattemperatur T_S beim Sputtern von Aluminium wurde in Vorversuchen mit einem Thermoelement gemessen, dessen Spitze mit einem Tropfen Epoxidharzkleber auf einem oxidierten Siliziumsubstrat befestigt war. Dieses Substrat lag zunächst wie üb-

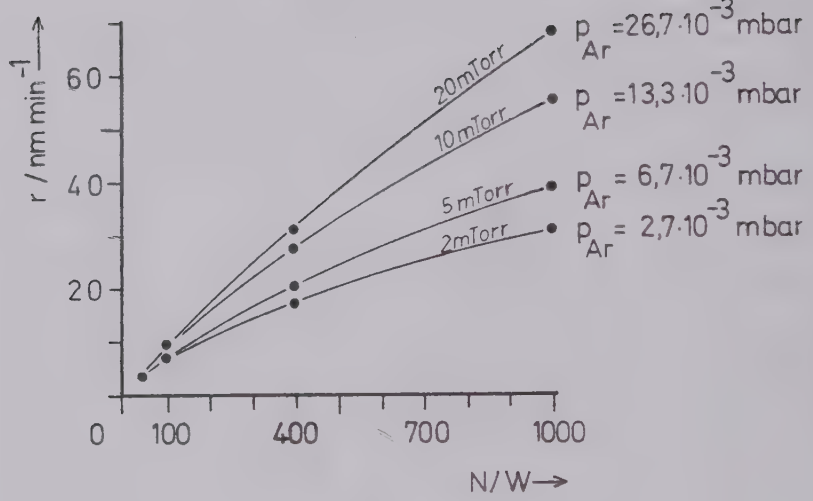


Abb. 3.2 Sputterate r von Aluminium in Abhängigkeit von der Hochfrequenzleistung N und vom Argondruck p_{Ar}. Diese Daten gelten für den Standardprozess, bei dem die Substrate lose auf dem Substrathalter liegen und weder zusätzlich geheizt noch gekühlt werden.

lich lose auf dem wassergekühlten Substrathalter. Die dick eingezeichnete Kurve in Abb. 3.3 zeigt für diesen Fall die Abhängigkeit der Substrattemperatur von der Hochfrequenzleistung N nach fünfminütigem Sputtern, also nach Erreichen einer Gleichgewichtstemperatur. Der Argondruck hat keinen Einfluß auf T_S.

Bei einigen Proben wurde der Einfluß einer Substratkühlung auf die Schichteigenschaften und auf T_S untersucht. Hierzu wurde die Substratrückseite dünn mit Diffusionspumpenöl bestrichen, das als Wärmeleitmittel zwischen Substrat und Substrathalter diente. Abb. 3.3 zeigt, daß sich hierbei deutlich niedrigere Substrattemperaturen einstellen.

Die Substrate können in der Sputteranlage auch vorgeheizt werden, wenn man die Blindplatte der Ätzposition durch Quarzlampen ersetzt. In diesem Fall wurden die Substrate nicht di-

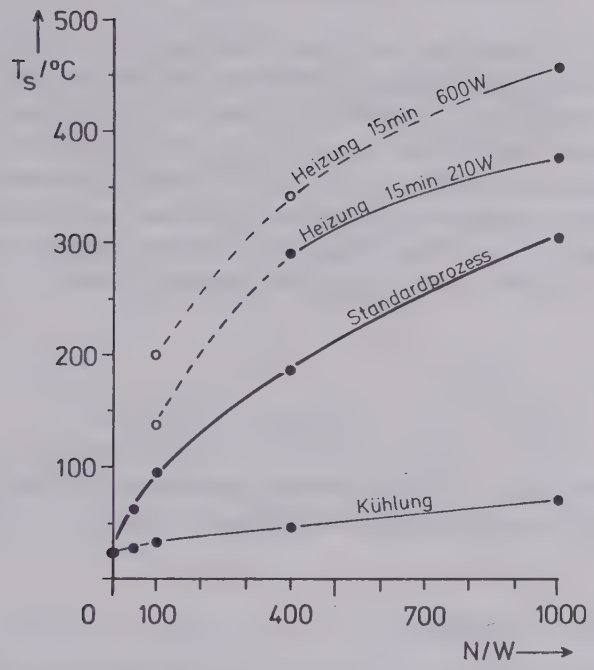


Abb. 3.3 Substrattemperatur T_S während des Sputterns von Al in Abhängigkeit von der Leistung N. p_{Ar} hat keinen meßbaren Einfluß auf T_S. Die Symbole "——●——" gelten für konstante Gleichgewichtstemperaturen. Bei vorgeheizten Proben, die sich während des Sputterns wieder abkühlten, wird die abgeschätzte mittlere Substrattemperatur angegeben (--- o ---).

rekt auf den Substrathalter, sondern lose auf eine 6 mm dicke Quarzplatte gelegt. Vor dem Sputtern wurden diese Substrate 15 Minuten lang mit den Quarzstrahlern aufgeheizt. In Abb. 3.3 ist die Substrattemperatur während des Sputterns für zwei verschiedene Heizleistungen dargestellt. Da sich die Substrate bei niedrigeren Hochfrequenzleistungen während des Zerstäubungsprozesses allmählich abkühlten, lag hier kein Gleichgewichtszustand von T_S mehr vor. In diesen Fällen wurde die mittlere Substrattemperatur während des Sputterns abgeschätzt und

in Abb. 3.3 mit anderen Symbolen bezeichnet.

Neben dem normalen Sputterprozess sind mit der Anlage auch noch Sputtern mit Substratvorspannung (Bias-Sputtern) sowie Sputterätzen möglich. In Abb. 3.1 ist das Schaltbild für diese Betriebsarten schematisch dargestellt. Beim Sputtern mit Substratvorspannung wird ein Teil der Hochfrequenzleistung auf den Substrathalter gegeben, so daß hier während des Schichtwachstums teilweise ein Ätzen durch Argonbeschuß erfolgt und schlecht haftende Teilchen wieder entfernt werden.

4. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER CHARAKTERISTISCHEN GRÖSSEN DES MATERIALTRANSPORTS FÜR REINALUMINIUM

4.1 Driftgeschwindigkeit

Die Teststrukturen zur Messung der Driftgeschwindigkeit sind in Abb. 4.1 dargestellt. Im Verlauf der Untersuchungen wurde zunächst für Reinaluminium die Struktur V1 verwendet, für die später durchgeführten Versuche mit Fremdmaterialeinbau bzw. Oxidabdeckung auch V2. Diese Strukturen weisen ein Schichtwiderstandsverhältnis $\rho_{\square TiN} : \rho_{\square Al}$ von etwa 100 zu 1 bei Raumtemperatur auf, so daß bei Stromdurchgang der Aluminiumstreifen praktisch den gesamten Strom vom Titannitrid übernimmt. Materialtransport durch Elektrodiffusion führt dann am positiven Leitbahnende zu einer Materialanhäufung und am negativen Ende zu einer Materialverarmung bzw. Verlagerung der Streifenfront.

Ausgangsmaterial für die Herstellung dieser Strukturen waren einkristalline Siliziumsubstrate mit 5 cm Durchmesser und 280 µm Dicke, die zunächst thermisch oxidiert wurden. Auf die 0,1 µm dicke SiO_2-Oberfläche wurde dann eine 0,15 µm dicke TiN-Schicht durch reaktives Sputtern aufgebracht ($p_{Ar} = 6{,}6 \cdot 10^{-3}$ mbar, $p_{N_2} = 10^{-3}$ mbar, Titantarget, N = 400 W, r = 4,3 nm/min).

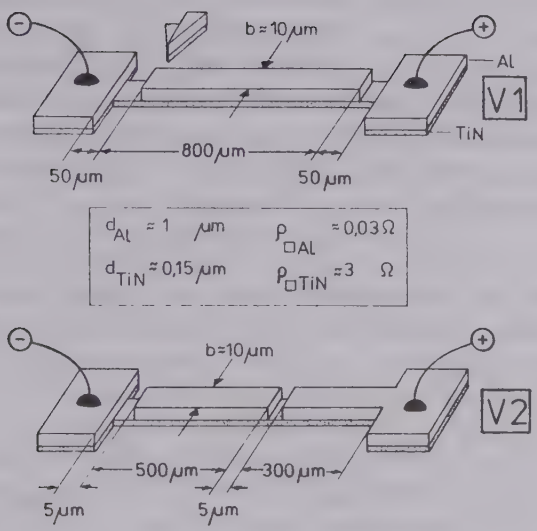


Abb. 4.1 Strukturen zur Messung der Driftgeschwindigkeit v. V1 und V2 befinden sich auf thermisch oxidierten Siliziumsubstraten (Oxiddicke 0,1 µm). Die Kontaktfleckgröße beträgt 200 x 300 μm^2.

Anschließend erfolgte das Aufdampfen bzw. Sputtern der 1 µm dicken Al-Schicht. Die jeweiligen Herstellungsdaten und Eigenschaften sind für Reinaluminium in Tabelle 4.1 auf S. 42 bzw. für Aluminium mit Fremdzusatz später im Kapitel 6 aufgeführt.

Die Strukturierung der verschieden metallisierten Substrate erfolgte mit einer fotolithografischen Ätztechnik in einem Zwei-Masken-Prozeß. In beiden Maskenschritten wurde Positivfotolack verwendet und im Kontaktkopieverfahren belichtet. Der erste Maskenschritt diente zur gemeinsamen Strukturierung von Al und TiN. Hierbei entstanden zunächst durchgehende Al-Streifen auf TiN gleicher Breite, die in Kontaktflecken endeten. Das Al-Ätzmittel bestand aus einem Volumenteil HNO_3 65 %ig, 4 Teilen H_2O und 20 Teilen H_3PO_4 85 %ig; die Ätzrate betrug ca. 140 nm/min

bei 36°C. Zum Ätzen der TiN-Schicht wurde ein Gewichtsteil EDTA (äthylendinitrilotetraessigsaures Tetranatriumsalz) und zwei Teile H_2O_2 30%ig mit einer Ätzrate von ca. 16 nm/min bei 45°C verwendet. Nach diesem Ätzschritt wurden die Strukturen mit etwa 1,5 µm dickem Fotolack beschichtet, um im zweiten Maskenschritt die bereits vorhandenen Kanten ausreichend zu bedecken. In diesem Schritt wurden dann die zunächst durchgehenden Al-Streifen stellenweise abgeätzt.

Die Hälfte jeder Probenserie wurde anschließend eine Stunde lang bei 420°C in N_2-Atmosphäre getempert. Hierbei ergab sich ein Anstieg des Schichtwiderstandes von knapp einem Prozent. In weiteren Temperversuchen lag der Anstieg nach 4,5 h Temperzeit bei 2% und nach 22,5 h bei 6%.

Einige kalt aufgedampfte Teststrukturen wurden mit einer 1 µm dicken SiO_2-Abdeckschicht besputtert und die Kontaktflecken anschließend durch fotolithografisches Ätzen wieder freigelegt.

Zur Bestimmung des Al-Leitbahnquerschnittes A wurden die Streifenbreite mit einem Meßokular an einem Lichtmikroskop (mit Interferenzkontrasteinrichtung) sowie die Al-Schichtdicke an einer geeigneten Al-Stufe mit einem Interferenzmikroskop ermittelt. Der Fehler von A war geringer als 3%. Die mittleren Korngrößen wurden mit dem Licht- oder Rasterelektronenmikroskop nach der Schnittlinienmethode bestimmt. Bei diesem Verfahren legt man Geraden mit bekannter Objektlänge auf Abbildungen der Kornstruktur, zählt die Schnittpunkte der Geraden mit den einzelnen Korngrenzen und dividiert schließlich Objektlänge durch Zahl der Schnittpunkte. Zur Beschreibung der Al-Struktur wird neben der Korngröße auch die Rauhtiefe R_T angegeben, die in Abb. 5.7 definiert ist. Die Bestimmung der Rauhtiefe erfolgte mit einem Oberflächenprofilmeßplatz. Hierbei wurden die Aluminiumoberflächen bei einer geringen Vorschubgeschwindigkeit von einer Diamantnadel mit 5 µm Spitzendurchmesser abgetastet. Die Nadelauslenkung wurde elektronisch verstärkt und auf einem x-t-Schreiber dargestellt. Bei einem optimalen Auflagegewicht der Diamantnadel von etwa 10 mg war selbst im Interferenzkontrast praktisch kein Einkerben der Al-Oberflächen durch die Nadel festzustellen.

Nach dem Messen wurden die Substrate geritzt und gebrochen. Die Chipgröße betrug 2,4·2,8 mm^2 bei Struktur V 1 (Reinaluminium) bzw. 2,6·3,2 mm^2 bei Struktur V 2 (Al mit Fremdzusatz oder Oxidabdeckung). Je 10 fehlerfreie Chips einer Testserie wurden mit silbergefülltem Epoxidharzkleber auf 20-beinige Flat-Packs (V 1) oder auf den später beschriebenen Probenhalter nach Abb. 5.2 (V 2) montiert. Die Strukturen V 1 wurden mit dem Golddraht-Thermokompressionsverfahren und die Strukturen V 2 mit Aluminiumdraht-Ultraschallbonden kontaktiert.

Die Temperatur- und Strombelastung der Teststrukturen wurde in Siliconöl-Badthermostaten druchgeführt, deren Temperaturschwankung geringer als ± 0,3°C war. Die Testtemperaturen lagen zwischen 140°C und 280°C. Der Gleichstrom wurde durch separate Konstantstromquellen eingeprägt. Die Testzeiten wurden so gewählt, daß die negativen Streifenenden etwa 5 µm weit drifteten. Bei den Tests wurden je 10 identische Proben unter gleichen Bedingungen belastet, um den statistischen sowie den systematischen Fehler bei der Auswertung gering zu halten.

Die einzelnen Chips enthielten neben der Struktur zur Messung der Driftgeschwindigkeit (V 1 bzw. V 2) und der später in Abschnitt 4.2 beschriebenen Struktur zur Bestimmung der Schwellstromdichte (S 1 bzw. S 2) auch einen Teststreifen zur Messung des Temperaturprofils. Dieser Streifen hat die gleichen Abmessungen wie V 1 bzw. V 2, jedoch zusätzliche Spannungsabgriffe entlang der Aluminiumleitbahn und der unbedeckten TiN-Abschnitte. Über Strom-Spannungs-Messungen kann man den Widerstand zwischen den einzelnen Spannungsabgriffen jeweils bei verschiedenen Testbedingungen ermitteln. Der Temperaturanstieg der einzelnen Abschnitte gegenüber der Ölbadtemperatur wurde über Gleichung (5.3) bestimmt, die an späterer Stelle in Kapitel 5.1 erscheint. Bei einer Öltemperatur von 197,5°C und der standardmäßig benutzten Stromdichte von etwa $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 heizte sich das TiN der Struktur V 1 um etwa 10°C auf, während die Temperaturerhöhung der Aluminiumstreifen mit Ausnahme der Leitbahnenden etwa 2,5°C betrug. Die Temperaturgradienten an den Leitbahnenden sowie der leichte Temperaturanstieg des TiN bei einer Drift der negativen Streifenfront haben keinen Einfluß auf das Meßer-

gebnis, wie in Kap. 2.3 gezeigt wurde.

Die Untersuchungen wurden bei einer Teststromdichte von $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 durchgeführt. In Voruntersuchungen erwies sich nämlich dieser Wert aus folgenden Gründen als besonders geeignet:

1. Die Temperaturerhöhung ist noch so gering, daß keine störenden Temperaturgradienten entstehen.
2. Der Materialstrom ist noch homogen, d.h. es treten entlang der Al-Leitbahn kaum Defekte auf.
3. Die Testdauer für Reinalumium liegt zwischen einigen Stunden bei 280 °C und bis zu einem Monat bei 140 °C. Diese Zeiten sind im Hinblick auf die wenigen vorhandenen Testplätze akzeptabel.
4. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 die Schwellstromdichte für etwa 10 bis 15 µm lange Al-Streifen. Da die Schwellstromdichte umgekehrt proportional zur Leitbahnlänge ist, kann ihr Einfluß bei den relativ langen Strukturen zur Messung der mittleren Teilchengeschwindigkeit bei $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 schon vernachlässigt werden, so daß Gl. (2.5) anwendbar ist.

Nach den Tests zeigten die Al-Leitbahnen eine mehr oder minder homogen gewanderte negative Streifenfront (Abb. 4.2, 4.3) und Hügel bzw. Whiskerwachstum am positiven Streifenende. Die getesteten Leitbahnen - allein schon über 300 Reinaluminiumstreifen - wurden im Rasterelektronenmikroskop untersucht, einerseits um die gedrifteten Fronten zu fotografieren, zum anderen um die Streifen auf eventuelle Defekte hin zu überprüfen. Leitbahnen mit größeren Defekten wurden nicht zur Auswertung der mittleren Teilchengeschwindigkeit zugelassen.

Die Streifen durften vor diesen Untersuchungen selbstverständlich nicht mit einer kontrastverbessernden Goldschicht ($d_{Au} \sim$ 20 nm) besputtert werden. Andernfalls wären nämlich weder die gedriftete Front noch Defekte mit dem Rasterelektronenmikroskop sichtbar, sondern nur die meist unversehrte natürliche Aluminiumoxidhaut und Hügel.

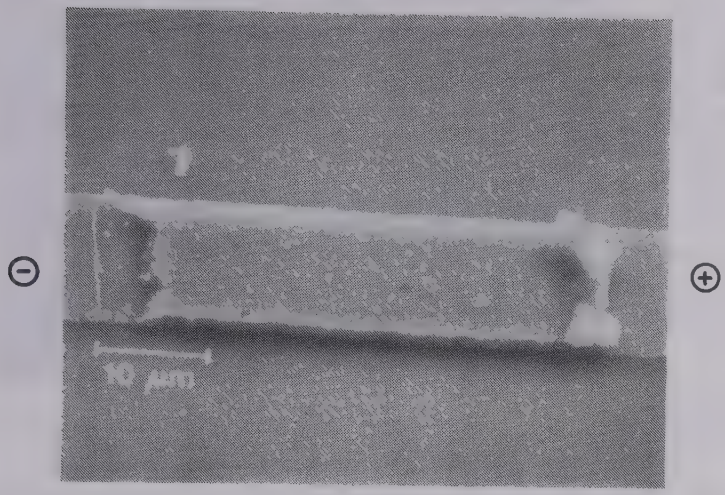


Abb. 4.2 Kalt aufgedampfter, gedrifteter Aluminiumstreifen auf einer TiN-Leitbahn ($T = 280\ ^{o}C$, $j = 4 \cdot 10^{5}\ A/cm^{2}$, $t = 17$ h). Links im Bild ist die unbeschädigte Oxidkante des ursprünglichen Streifens sowie die gedriftete Front zu erkennen, und rechts Materialanhäufung in Form von Hügeln. Ebenso verhalten sich die längeren Streifen V1 und V2.

Da die Streifenfronten meistens nicht so homogen gedriftet waren wie in Abb. 4.2, konnte die Driftlänge nicht durch Anlegen eines Lineals oder geeigneten Maßstabes auf den Fotos ausgemessen werden. Stattdessen wurden die Aufnahmen (z.B. Abb. 4.3) unter transparentes Millimeterpapier gelegt und die Struktur der gedrifteten negativen Leitbahnenden abgezeichnet (Abb. 4.4). Die gedriftete Fläche wurde dann quadratmillimeterweise ausgezählt und Driftlänge sowie mittlere Teilchengeschwindigkeit wie in Abb. 4.4 ausgewertet. Bei Proben mit Oxidabdeckung wurde die Driftlänge anhand lichtmikroskopischer Aufnahmen abgeschätzt.

Bei der oben beschriebenen Auswertung tritt ein systematischer Fehler auf, dessen Wert zu etwa ± 15 % abgeschätzt wurde.

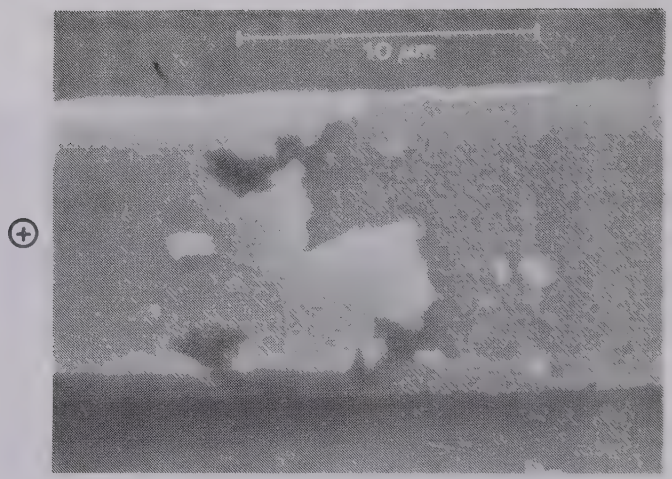
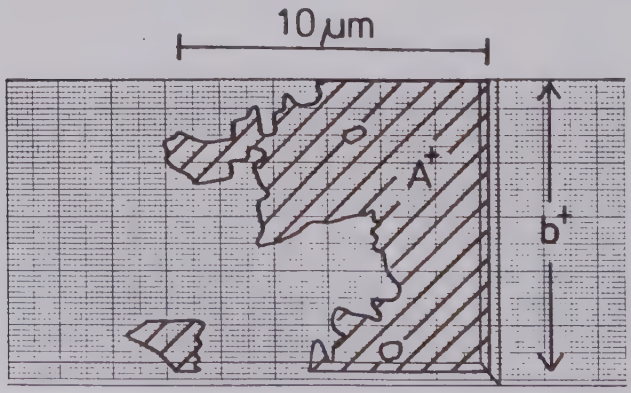


Abb. 4.3 Rasterelektronenmikroskopisches Bild einer weniger homogen gedrifteten Streifenfront. Links das Aluminium, in der Mitte der gedriftete Bereich, und rechts neben der Oxidstufe die TiN-Leitbahn. Testbedingungen: kalt aufgedampftes Al ($T_S \approx 30\ ^{\circ}C$), $j = 4 \cdot 10^5\ A/cm^2$, $T = 240\ ^{\circ}C$, $t = 47$ h, Blickwinkel 30°.



$$v = \frac{l_d}{t} = \frac{1}{t} \cdot \frac{A^+}{b^+ \cdot V_{REM}}$$

Abb. 4.4 Beispiel für die Auswertung der Driftgeschwindigkeit. Hierzu wurde Abb. 4.3 auf Millimeterpapier abgezeichnet. l_d ist die Driftlänge, t die Testzeit, A^+ die gewanderte Fläche sowie b^+ die Streifenbreite auf dem Foto, und V_{REM} ist der Vergrößerungsfaktor des Fotos gegenüber dem realen Objekt.

Er kommt beispielsweise zustande durch nicht senkrecht abfallende Al-Kanten oder durch stehengebliebene Al-Inseln, die nicht bis zur ursprünglichen Oberfläche reichen. Als weiterer Fehler ist der statistische Fehler zu nennen. Wegen der statistischen Natur des Diffusionsprozesses und der regellosen Kornstruktur der Teststreifen weisen die 10 Proben einer Testserie nicht denselben Wert für die mittlere Teilchengeschwindigkeit v auf. Daher wurde jeweils der Mittelwert $\bar{v}$ sowie die Standardabweichung s ermittelt, wobei innerhalb 2 s 68 % aller Meßwerte liegen. s lag in der Regel zwischen knapp 10 und 15 %. In pessimistischer Fehlerabschätzung beträgt dann der Fehler des Mittelwertes $\Delta\bar{v}$ bei 10 Meßwerten pro Testserie

$$\Delta\bar{v} = \pm \frac{15\,\% + 15\,\%}{\sqrt{10}} \approx \pm 10\,\% \qquad (4.1)$$

In Kapitel 4.3 wird die Temperaturabhängigkeit von $\bar{v}$ zur Bestimmung der Aktivierungsenergie E_g ausgenutzt. Bei der Wahl eines geeigneten Temperaturintervalls ist der Fehler von E_g kleiner als $\Delta\bar{v}$ von 10 % , weil die Meßwerte im logarithmischen Maßstab gegenüber einer inversen Temperaturskala aufgetragen werden.

Die Ergebnisse des Mittelwertes $\bar{v}$ der mittleren Teilchengeschwindigkeit sind in Tabelle 4.1 auf S. 42 für verschieden hergestellte Reinaluminium-Leitbahnen aufgeführt. Sie gelten jeweils für eine Stromdichte von $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und eine Streifentemperatur von 200°C. Die Werte für Aluminium mit Fremdmaterialeinbau finden sich an späterer Stelle in Kap.6. Tabelle 4.2 auf S. 43 zeigt schließlich einen Vergleich der Ergebnisse anderer Autoren und Meßverfahren.

4.2 Schwellenwert $j_c \cdot l$

Bei der Auslegung der Teststrukturen zur Bestimmung des Produkts Schwellstromdichte mal Leitbahnlänge wurden die Beziehungen (2.7) bis (2.9) ausgenutzt. Sie besagen nämlich, daß unter identischen Testbedingungen lange Leitbahnen einen höheren Materialtransport aufweisen als kürzere gleichen Querschnitts, und daß unterhalb einer bestimmten Länge l_c die mittlere Teilchengeschwindigkeit zu Null wird. Um diese Länge bei einer gegebenen Stromdichte j einzugrenzen, wurden verschieden lange Leitbahnen mit identischem Querschnitt (ca. 10 μm^2) auf einer TiN-Leitbahn gleicher Breite (ca. 10 µm) angeordnet. Abb. 4.5 zeigt die wesentlichen Abmessungen der verwendeten Teststrukturen. Herstellung, Versuchsdurchführung und Stromübernahme von Titannitrid zum Aluminium sind im Prinzip die gleichen wie in Kapitel 4.1.

Für die zunächst an aufgedampftem und gesputtertem Reinaluminium durchgeführten Versuche wurde Struktur S 1 verwendet, die sich auf denselben Chips befand wie V 1 und der zugehörige Temperaturprofil-Meßstreifen. S 2 war zusammen mit V 2 ebenfalls auf einem Chip angeordnet und wies eine andere Abstufung der Leitbahnlängen auf als S 1. Diese Chips wurden bei den späteren Untersuchungen eingesetzt, u.a. an Aluminium mit Fremdzusätzen bzw. Oxidabdeckung.

Bei sehr kurzen Al-Leitbahnen wäre unter ungünstigen Umständen eine mangelnde Stromübernahme zwischen TiN und Al denkbar, die zu einer Verfälschung oder gar zu einem Vortäuschen von $j_c \cdot l$ führen könnte. Um dies bei der Struktur S 3 von vornherein auszuschließen, wurde hier das Titannitrid unter den Aluminiumleitbahnen unterbrochen, so daß der eingeprägte Strom vollständig durch die Aluminiumstreifen fließen mußte. Bei Al-Leitbahnlängen oberhalb 30 µm betrug die Überlappung der Al-Fronten mit TiN jeweils 10 µm. Unter den 5, 7, 10 und 15 µm langen Al-Streifen war das Titannitrid auf einer Länge von jeweils 3 µm unterbrochen. Die Herstellung dieser Teststreifen war im Prinzip ähnlich wie bei S 1 und S 2. Vor dem Aufdampfen des 1 µm dicken Aluminiums wurde allerdings die 0,15 µm dicke TiN-Schicht mit einem zusätz-

lichen Maskenschritt strukturiert, um die Unterbrechungen zu erzeugen. Wegen Lackhaftungsproblemen mußte hierbei übrigens eine 0,1 µm dicke Aluminiumhilfsschicht als Haftvermittler verwendet werden, die vor dem Aufdampfen der 1 µm dicken Al-Schicht wieder entfernt wurde. Untersuchungen mit Struktur S 3 wurden nur an kalt (T_S = 30°C) aufgedampftem Aluminium durchgeführt.

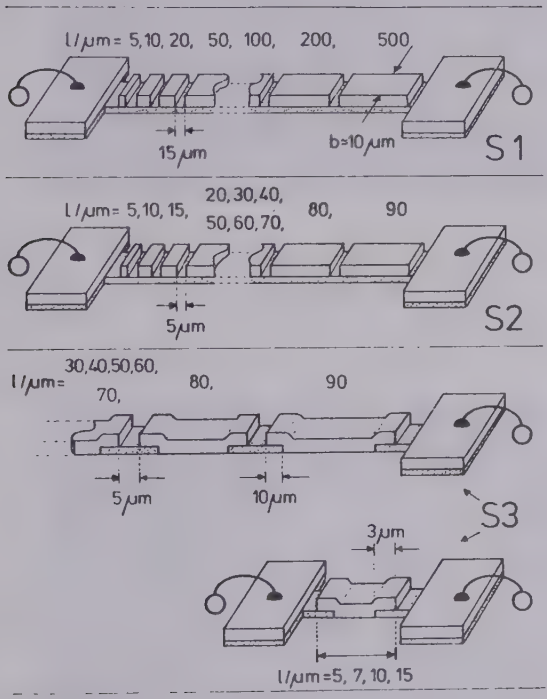


Abb. 4.5 Strukturen zur Messung des Schwellenwertes j_c•1. Die Leitbahnbreite beträgt jeweils ca. 10 µm, die Al-Dicke wie in Abb. 4.1 ca. 1 µm und die Dicke des gepunktet eingezeichneten TiN ca. 0,15 µm. Bei S 3 ist das Titannitrid unter den Al-Streifen unterbrochen.

Kalt aufgedampfte Reinaluminiumproben (S 1, S 3) wurden bei Temperaturen zwischen 100°C und 280°C und Stromdichten zwischen 10^5 und $8 \cdot 10^5$ A/cm^2 belastet. Bei den anderen Reinaluminiumproben lag der Temperaturbereich zwischen 180°C und 280°C bzw. die

Stromdichte zwischen 10^5 A/cm^2 und $4 \cdot 10^5$ A/cm^2. Proben mit Fremdzusätzen bzw. Oxidabdeckung wurden unter der Standardbedingung T = 200°C, j = $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 getestet. Die Testdauer wurde jeweils so gewählt, daß die längeren Streifen etwa 5 µm weit drifteten. Jede Testserie bestand aus ca. 4 bis 10 Strukturen.

Zur Bestimmung des Ausdrucks $j_c \cdot l = j \cdot l_c$ mußte der Schwellenwert l_c der Leitbahnlänge ermittelt werden, unterhalb dessen bei der Stromdichte j kein Materialtransport mehr auftrat. l_c wurde auf zwei verschiedene Arten ausgewertet.

a) Abschätzung über Längenabstufung der Meßstruktur: Mit einem Licht- und dem Rasterelektronenmikroskop wurde untersucht, welcher kürzeste Aluminiumstreifen der Teststruktur noch ansatzweise gedriftet war, und bei welchen längsten Streifen gerade kein Materialtransport mehr auftrat. l_c liegt dann zwischen diesen zwei Leitbahnlängen. Multipliziert man die beiden Längen mit j, erhält man eine obere und eine untere Grenze für $j_c \cdot l$. Die Abbildungen 4.6 bis 4.8 zeigen Beispiele für diese Art der Auswertung. Proben mit Oxidabdeckung wurden nur mit dem Lichtmikroskop untersucht. Ansonsten konnten praktisch keine Unterschiede zwischen den Ergebnissen der licht- und der rasterelektronenmikroskopischen Auswertung festgestellt werden.

b) Berechnung aus Driftgeschwindigkeiten: Mit der bei aufgedampften und gesputterten Reinaluminiumproben verwendeten Struktur S 1 ist nur eine relativ grobe Abschätzung von l_c bzw. $j_c \cdot l$ möglich. Stattdessen lassen sich diese Größen auch über die Driftgeschwindigkeiten berechnen. Hierzu wird zunächst Gl. (2.9) mit Hilfe von (2.8) umgeformt

$$v(l) = \frac{D_{o,g} \exp(-E_g/kT)}{kT} Z^* e\rho \left(j - \frac{j l_c}{l} \right) \qquad (4.2)$$

und durch Ausklammern des Ausdrucks (2.5) weiter vereinfacht:

$$v_1 = v(1 - l_c/l_1) \qquad (4.3)$$

Der Index "1" steht hierbei für kurze Leitbahnen der Länge l_1, bei der gerade noch Materialtransport auftritt.

Abb. 4.6 Beispiel für die Abschätzung von $j_c \cdot l$. Kalt aufgedampftes (T_S < 40°C) Aluminium, 178 h lang bei 10^5 A/cm^2 und 240°C an Struktur S 3 getestet. Da der 48 µm lange Al-Streifen deutlich, der 38 µm lange hingegen nicht mehr gewandert ist, liegt $j_c \cdot l$ zwischen 38 µm·10^5 A/cm^2 = 380 A/cm und 48 µm·10^5 A/cm^2 = 480 A/cm.

Abb. 4.7 Beispiel für die Abschätzung von $j_c \cdot l$ an Struktur S 2 (s. Abb. 4.5). Kalt aufgedampftes Aluminium, 75 h lang bei 4·10^5 A/cm^2 und 170°C getestet. Der 9,3 µm lange Al-Streifen zeigt im Gegensatz zum 14 µm langen noch keine Drift. Hier liegt $j_c \cdot l$ zwischen 372 A/cm und 560 A/cm.

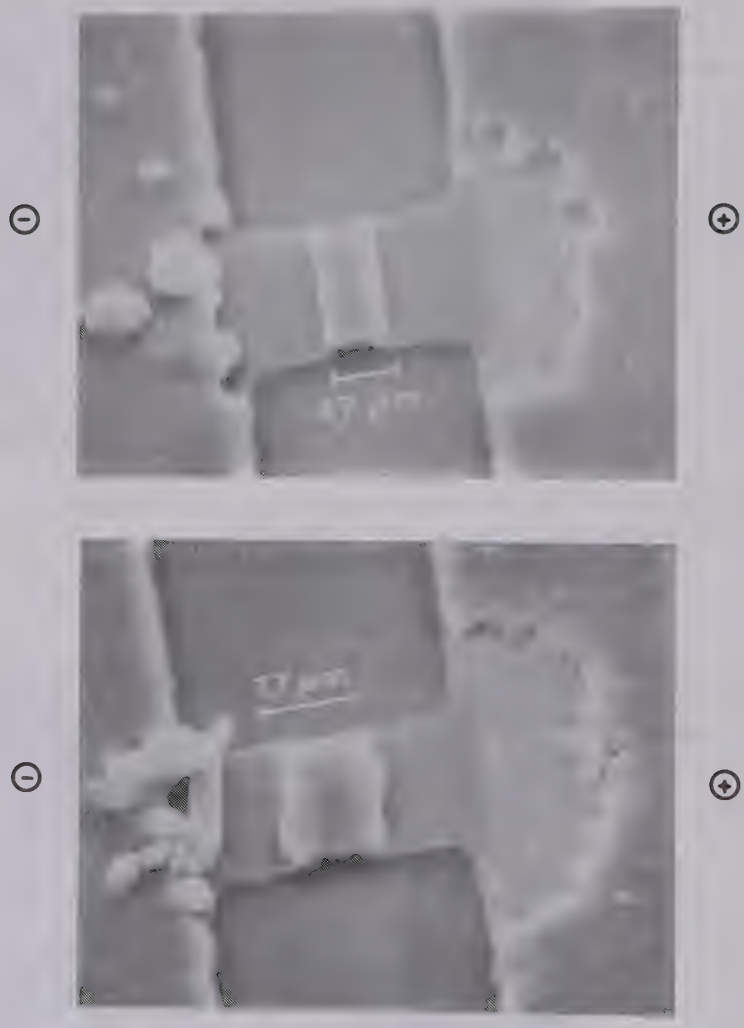


Abb. 4.8 Kalt aufgedampftes Aluminium, 20 h lang bei $8 \cdot 10^5$ A/cm^2 und 240°C an Struktur S 3 getestet. Während an den Kontaktflächen ein deutlicher Materialtransport aufgetreten ist, zeigt der 4,7 µm Al-Streifen auf unterbrochenem TiN keine Anzeichen von Elektrodiffusion. Erst der 7,7 µm lange Al-Streifen ist gedriftet, wobei hier das abtransportierte Volumen um Größenordnungen geringer ist als am Kontaktfleck. 376 A/cm $\leq j_c \cdot 1 \leq$ 616 A/cm

v_1 ist deutlich geringer als die in Abschnitt 4.1 gemessene Driftgeschwindigkeit v bzw. $\bar{v}$. Durch Auflösen von (4.3) nach l_c erhält man

$$l_c = l_1(1 - v_1/v) \tag{4.4}$$

Wenn v nicht vorliegt, sondern stattdessen für einen Streifen der Länge $l_2 > l_1$ nur die Driftgeschwindigkeit $v_2 < v$ (bei nicht vernachlässigbarer Rückdiffusion), würde sich durch Division der Gleichungen (4.3) und $v_2 = v(1 - l_c/l_2)$ ein anderer Ausdruck für die Schwellenlänge ergeben, nämlich

$$l_c = \frac{v_2 - v_1}{\frac{v_2}{l_1} - \frac{v_1}{l_2}} \tag{4.5}$$

Bei einem einzelnen Teststreifen (gesputtert, N = 100 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, 1 h bei 420°C in N_2 getempert) ergaben sich zum Beispiel bei T = 230°C und $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2 folgende Meßwerte: $l_1 = 17$ µm, $v_1 = 6{,}0 \cdot 10^{-10}$ cm/s, $v = 2{,}89 \cdot 10^{-9}$ cm/s, der 7 µm lange Streifen zeigte keine Drift. In diesem Fall liefert die Abschätzung: 280 A/cm $\leq j_c \cdot l \leq$ 720 A/cm. Die Berechnung ergibt für diese Struktur hingegen $l_c = 13{,}5$ µm und damit $j_c \cdot l = 540$ A/cm, und zwar sowohl mit Gl. (4.4) als auch mit Gl. (4.5).
Setzt man für v_1 und v einen Meßfehler von jeweils ± 10% an, gilt für diesen einzelnen Streifen der Fehler: 12,7 µm $\leq l_c \leq$ 14,1 µm bzw. 508 A/cm $\leq j_c \cdot l \leq$ 564 A/cm. Im folgenden wird allerdings nicht dieser Fehler der Einzelmessung angegeben, da v_1 innerhalb einer Testserie von mehreren Streifen stärkeren Schwankungen unterliegen kann. Stattdessen wird der Streubereich von $j_c \cdot l$ jeder Serie ermittelt; er beträgt im obigen Beispiel 440 A/cm $\leq j_c \cdot l \leq$ 610 A/cm (s. Abb. 4.11).

Die berechneten Ergebnisse für $j_c \cdot l$ sind in den Diagrammen 4.9 bis 4.11 in Abhängigkeit von der Testtemperatur dargestellt, die abgeschätzten Ergebnisse weiterer Reinaluminiumproben zusammen mit den Herstellungsbedingungen in Tab. 4.1 auf S. 42 und Proben mit Fremdzusätzen an späterer Stelle in Kapitel 6. Die dort untersuchten Proben zeigten übrigens ähnliche Werte für

$j_c \cdot l$ wie Reinaluminium-Leitbahnen.

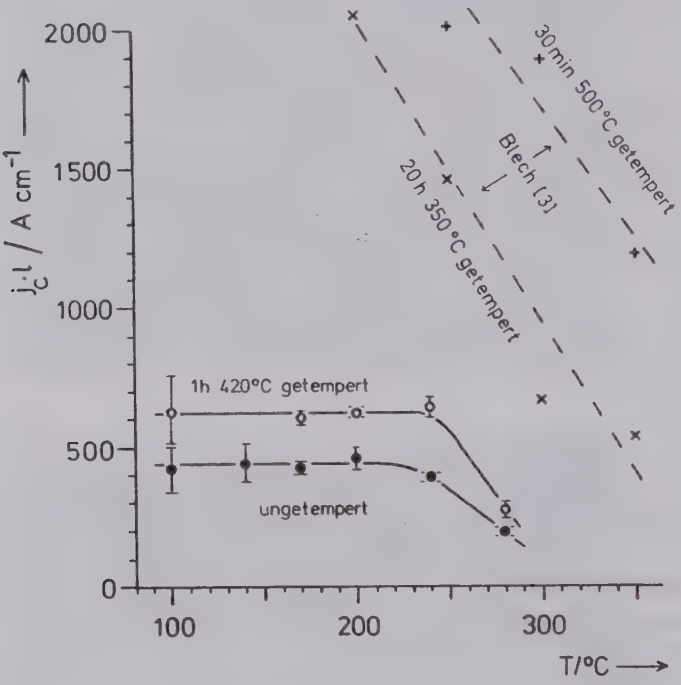


Abb. 4.9 Temperaturabhängigkeit des Schwellenwertes $j_c \cdot l$ für kalt ($T_S \approx 30^\circ C$) aufgedampftes Aluminium. Im Vergleich hierzu die Ergebnisse nach Blech [3].

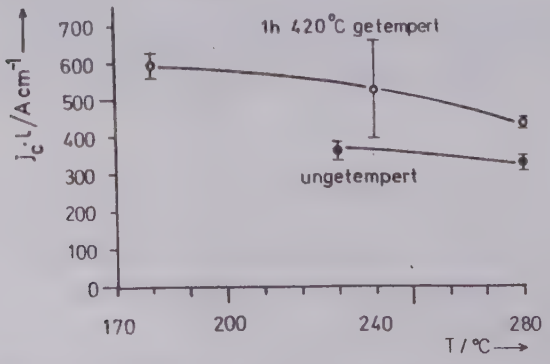


Abb. 4.10 Temperaturabhängigkeit des Schwellenwertes $j_c \cdot l$ für heiß ($T_S \approx 350^\circ C$) aufgedampftes Aluminium.

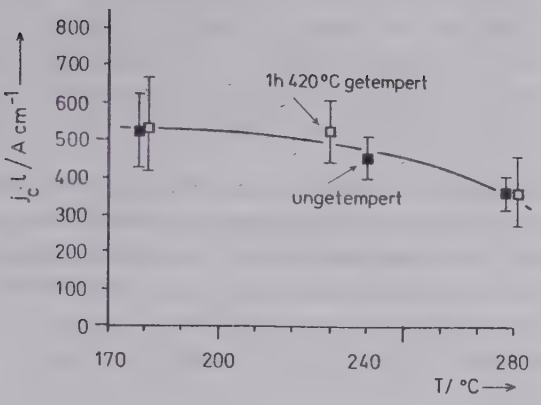


Abb. 4.11 Temperaturabhängigkeit des Schwellenwertes $j_c \cdot l$ für gesputtertes Aluminium ($p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, N = 100 W)

Für die Existenz der Schwellstromdichte $j_c \sim 1/l$ sowie für die Richtigkeit der eigenen Ergebnisse sprechen folgende Gründe:

1. Die beobachtete Drift am negativen Streifenende (z.B. Abb. 4.2, 4.3, 4.6 bis 4.8) deutet auf eine Stromübernahme direkt an der Streifenfront hin, so daß auch kurze Leitbahnen auf TiN den elektrischen Strom übernehmen müßten. Daher ist ein Vortäuschen der Schwellstromdichte durch eventuell mangelnde Stromübernahme kurzer Streifen unwahrscheinlich.
2. Selbst bei einem Test mit 10-facher Versuchsdauer, bei dem die längeren Streifen ca. 50 µm weit drifteten, war keine Veränderung der Schwellenlänge l_c festzustellen.
3. Tests mit Stromdichten zwischen 10^5 und $8 \cdot 10^5$ A/cm^2 (siehe z.B. Abb. 4.6 bis 4.8) zeigten, daß zumindest in diesem Bereich die Schwellstromdichte umgekehrt proportional zur Leitbahnlänge ist. Bei 5 µm breiten, 1 µm dicken Leitbahnen ergab sich der gleiche Wert für $j_c \cdot l$ wie bei den Streifen mit 10 µm^2 Querschnitt.
4. Vergleichstests mit Aluminium auf durchgehendem TiN (S 1, S 2) sowie auf unterbrochenem TiN (S 3) ergaben

im Rahmen der Fehlergrenzen keine Unterschiede von $j_c \cdot l$ sowie der Driftgeschwindigkeit $v = f(l)$. Gerade die Meßergebnisse an Struktur S 3 bei unterbrochenem TiN (Abb. 4.6, 4.8) beweisen die Existenz eines Schwellenwertes für die Elektrodiffusion in Aluminium.

Die Ergebnisse in den Abbildungen 4.9 bis 4.11 sowie in Tabelle 4.1 zeigen, daß die Probenherstellung einen gewissen Einfluß auf den Schwellenwert $j_c \cdot l$ hat. In den meisten Fällen wird $j_c \cdot l$ durch Tempern erhöht. Dies wird auch an Blechs Ergebnissen (Abb. 4.9) deutlich, die jedoch für extreme Temperdaten (20 h 350°C bzw. 30 min 500°C) ermittelt wurden. Solche Bedingungen sind in der Praxis oft nicht anwendbar.

Oxidabdeckungen hatten in den vorliegenden Untersuchungen einen deutlicheren Einfluß auf $j_c \cdot l$ als das Tempern. 1 µm dicke Oxidschichten führten zu zwei- bis knapp dreifach höheren Werten für $j_c \cdot l$ als bei Proben ohne Oxidbedeckung. Erklärlich ist dies durch den höheren maximalen Druck zwischen den Streifenenden, den eine stromdurchflossene Leitbahn mit Oxidabdeckung aushalten kann, ohne daß sie sich verformt [35].

Blechs Untersuchungen bei Temperaturen zwischen 200°C und etwa 400°C ergaben eine starke Temperaturabhängigkeit von $j_c \cdot l$ für Aluminiumleitbahnen (Abb. 4.9). Ein ähnliches Temperaturverhalten wurde zwischen 250°C und 430°C für Gold beobachtet [36]. In den eigenen Untersuchungen war $j_c \cdot l$ hingegen unterhalb von etwa 230°C im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant, so daß der unter realen Betriebsbedingungen auftretende Wert von $j_c \cdot l$ beispielsweise bei 200°C ermittelt werden kann. Blechs Meßwerte, die ohnehin nur für extreme Temperbedingungen gelten, dürfen daher auf keinen Fall linear auf Betriebstemperaturen integrierter Schaltungen extrapoliert werden, da sie sonst den tatsächlichen $j_c \cdot l$-Wert etwa um eine Größenordnung überschreiten würden.

Abschließend soll anhand eines einfachen Zahlenbeispiels untersucht werden, ob $j_c \cdot l$ in einer für die Praxis nutzbaren Größenordnung liegt und als mögliche Dimensionierungsregel für

optimal zuverlässige Leitbahnen geeignet sein kann, bei denen keine Ausfälle durch Elektrodiffusion mehr auftreten. Die meisten Leitbahnen integrierter Schaltungen sind vollständig mit Oxid abgedeckt, so daß hier $j_c \cdot l$ deutlich höher liegt als 400 A/cm (Tabelle 4.1). Wegen der möglichen Streuung einzelner Streifen wird jedoch aus Sicherheitsgründen $j_c \cdot l \geq 400$ A/cm gewählt. Im Beispiel soll nun eine 100 µm lange Leitbahn, die einen Maximalstrom von 5 mA führen soll, auf optimale Zuverlässigkeit bei Betriebstemperatur ausgelegt werden. Ihr minimaler Querschnitt A_{min} muß dann betragen:

$$A_{min} = \frac{I \cdot l}{(j_c \cdot l)} = \frac{5 \text{ mA} \cdot 0{,}01 \text{ cm}}{400 \text{ A/cm}} = 12{,}5 \text{ µm} \qquad (4.6)$$

Der Platzbedarf von 12,5 µm bei einer 1 µm dicken optimal zuverlässigen Leitbahn liegt also in einer noch realistischen Größenordnung. Ersetzt man im Beispiel hingegen Strom oder Länge durch einen fünffach höheren Wert, ist der dann auftretende Platzbedarf von 62,5 µm x 1 µm in integrierten Schaltungen meistens nicht mehr realisierbar und widerspricht dem Trend der Miniaturisierung.

Aus Platzgründen ist der Schwellenwert $j_c \cdot l$ also nur bedingt als Designregel für optimale Leitbahnzuverlässigkeit anwendbar. Diese Regel ließe sich aber vor allem bei Leitbahnen berücksichtigen, die Bauelemente miteinander verbinden. Beispielsweise könnten kritische Bauelemente mit hoher Strombelastung so angeordnet werden, daß die Leitbahnverbindungen möglichst kurz sind und unter dem Schwellenwert l_c liegen. Ist das Unterschreiten von l_c nicht möglich, läßt sich der Materialtransport durch geringe Leitbahnlängen zumindest reduzieren.

Da $j_c \cdot l$ in vielen Fällen nicht unterschritten werden kann, sind auch andere Maßnahmen zur Erhöhung der Zuverlässigkeit in Betracht zu ziehen. Beispielsweise sollte das Leitbahnmaterial durch technologische Maßnahmen eine möglichst niedrige Driftgeschwindigkeit und eine möglichst hohe Lebensdauer aufweisen.

Problematisch dürfte die Überprüfung des Produkts $j_c \cdot l$ an realen Strukturen sein, die auf optimale Leitbahnzuverlässig-

keit hin ausgelegt wurden. Die Zuverlässigkeitstests könnten dann nämlich nicht mit erhöhter Stromdichte, sondern in gewissen Grenzen ($T \leq 230^{\circ}C$) nur bei erhöhter Temperatur durchgeführt werden, so daß sehr lange Testzeiten erforderlich wären.

4.3 Aktivierungsenergie

In Kapitel 4.1 wurde bereits gezeigt, daß bei der verwendeten Stromdichte von $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und einer Streifenlänge von 800 µm der Einfluß der Schwellstromdichte auf das Meßergebnis $\bar{v}$ vernachlässigt werden kann. Daher läßt sich Gleichung (2.5) anwenden, um aus der Temperaturabhängigkeit von $\bar{v}$ die Aktivierungsenergie E_g zu ermitteln. Ein Umformen dieser Gleichung ergibt unter der Annahme einer konstanten effektiven Ladung Z^*e:

$$\ln \frac{\bar{v}T}{j\rho} = -\frac{E_g}{kT} + \text{const.} \qquad (4.7)$$

Im Gegensatz zur Auswertung nach Blech [3] wird hierbei kein konstanter spezifischer Widerstand ρ angenommen, sondern die Temperaturabhängigkeit

$$\rho = \rho(T) = \rho(20^{\circ}C) \cdot \left[1 + \frac{0{,}0042}{^{\circ}C}(T - 20^{\circ}C)\right] \qquad (4.8)$$

berücksichtigt.

Gleichung (4.7) läßt sich graphisch als Arrhenius-Diagramm darstellen. Hierbei wird $\ln(\bar{v}T/j\rho)$ sowie die Standardabweichung dieses Wertes gegenüber 1/T aufgetragen (z.B. Abb. 4.12). Multipliziert man die Steigung der Ausgleichskurve durch die einzelnen Meßpunkte mit k, erhält man schließlich die Aktivierungsenergie E_g.

Abb. 4.12 zeigt das Arrheniusdiagramm für kalt aufgedampfte Aluminiumproben, in dem jeweils 5 Meßpunkte für ungetemperte und für getemperte Leitbahnen aufgetragen wurden sowie 2 Punkte für Aluminium mit einer 1 µm dicken reaktiv gesputterten Oxidabdeckung. Die Driftgeschwindigkeit liegt bei getemperten bzw. bei abgedeckten Proben deutlich niedriger als bei den ungetemperten Leit-

bahnen ohne Oxidabdeckung. Da die Meßergebnisse im Temperaturbereich zwischen 140 °C und 280 °C sehr gut durch Geraden durch die je fünf Meßpunkte angenähert werden, ist die Aktivierungsenergie von 0,46 eV bzw. 0,47 eV in diesem Bereich im Rahmen der Fehlergrenzen konstant. Das bedeutet, daß hier die Korngrenzendiffusion überwiegt und der Übergangsbereich zur Volumendiffusion noch nicht erreicht ist. Außerdem hat die Oxidabdeckung bei den gegebenen Fehlergrenzen kaum einen Einfluß auf E_g, wohl aber auf v und $j_c \cdot l$.

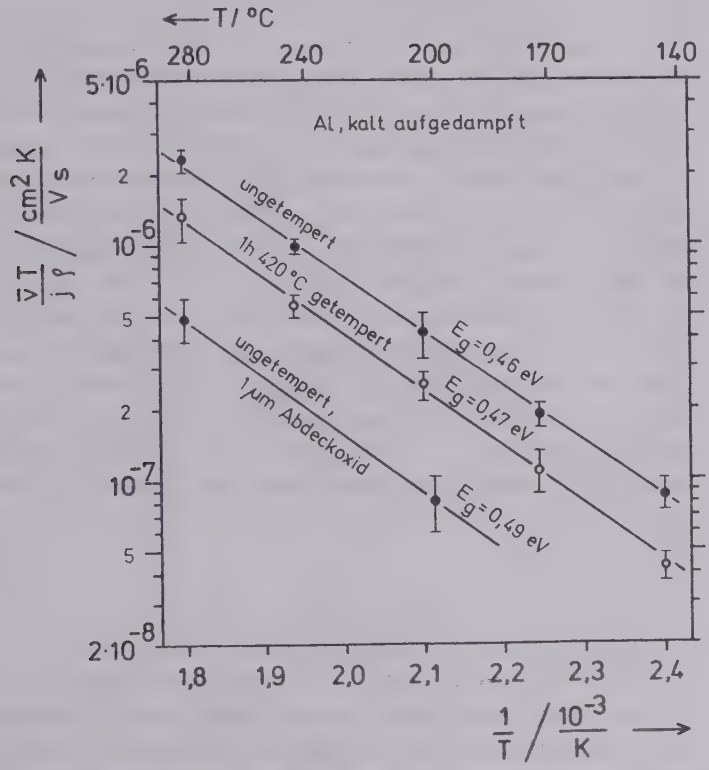


Abb. 4.12 Arrheniusdiagramm $\ln(\bar{v}T/j\rho) = f(1/T)$ für kalt ($T_S \approx 30$ °C) aufgedampftes Aluminium.

Der Meßfehler der Aktivierungsenergie ist durch die Schwankung der Geradensteigung im Arrheniusdiagramm gegeben. Man könnte etwa einen pessimistischen Fehler angeben, der durch die maximal bzw. minimal mögliche Steigung im Rahmen der dargestellten Standardabweichung zustande kommt. Sinnvoller ist jedoch die Angabe des realistischen Fehlers. Hierzu wird die Schwankung der Geradensteigung durch den Fehler $\Delta\bar{v}$ nach Gl. (4.1) bestimmt, der bei der Messung der mittleren Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ auftritt. Δv ist kleiner als die dargestellte Standardabweichung. Mit der realistischen Fehlerabschätzung ergibt sich der in Tabelle 4.1 angegebene Meßfehler von E_g.

Da die Versuche zur Messung der Driftgeschwindigkeit sowie die Auswertung nach Abb. 4.4 sehr zeitaufwendig sind und sich die je 5 Meßpunkte in Abb. 4.12 ausgezeichnet durch Geraden annähern lassen, wurden weitere Versuche zur Bestimmung von E_g nur noch bei jeweils zwei bis drei Temperaturen zwischen 180 °C und 280 °C durchgeführt. Abb. 4.13 zeigt als Beispiel die Auswertung von E_g für heiß ($T_S \approx 350$ °C) aufgedampftes Aluminium und für Proben, die bei $p_{Ar} = 6{,}6 \cdot 10^{-3}$ mbar und N = 100 W gesputtert wurden. Weitere Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Auch in diesen Fällen ist die Driftgeschwindigkeit getemperter Proben niedriger als bei ungetemperten Leitbahnen. Außerdem liegen die Ergebnisse für E_g zwischen 0,43 eV und 0,47 eV, also im gleichen Bereich wie bei kalt aufgedampftem Aluminium, wobei allerdings wegen des engeren Temperaturbereichs ein höherer Fehler von E_g auftritt.

4.4 Besprechung der Ergebnisse

Die Tabellen 4.1 und 4.2 zeigen eine Übersicht über die bisherigen Resultate dieser Arbeit sowie einen Vergleich der Driftgeschwindigkeiten mit den Ergebnissen anderer Autoren. Die eigenen Untersuchungen wurden mit der Meßmethode nach Blech [3] und unter geeigneten Bedingungen durchgeführt, so daß hier Gl. (2.5) anwendbar ist. Tabelle 4.2 zeigt, daß die eigenen Meßergebnisse mit Blechs Resultaten zur direkten Messung der Driftgeschwindigkeit übereinstimmen, während die Ergebnisse der ungültigen Ver-

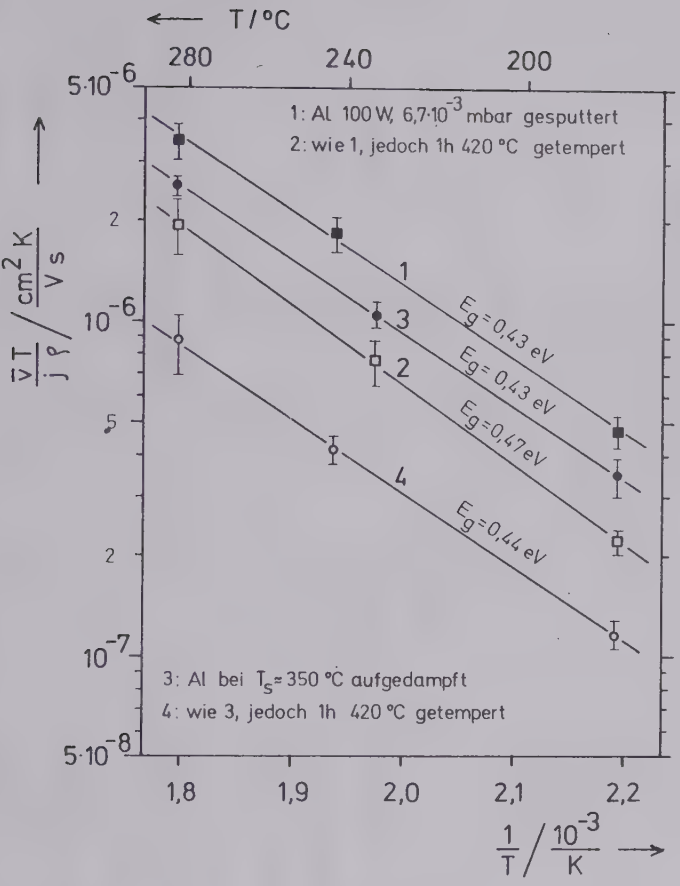


Abb. 4.13 Arrheniusdiagramm $\ln(\bar{v}T/j\rho) = f(1/T)$ für heiß aufgedampftes und für gesputtertes Aluminium

fahren teilweise bis zu zwei Größenordnungen niedriger liegen.

In den eigenen Untersuchungen konnte die Existenz des Schwellenwertes $j_c \cdot l$ des Materialtransports bestätigt werden. Die Messungen wurden an einer Vielzahl von z.T. extrem unterschiedlich hergestellten Probenserien durchgeführt. Im Temperaturbe-

Tabelle 4.1 Übersicht über $\bar{v}$, $j_c \cdot l$ und E_g von Reinaluminium sowie mittlere Korngröße K und Rauhtiefe R_{T_5} in Abhängigkeit von der Herstellung. Die aufgeführte mittlere Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ wurde bei $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und $T = 200$ °C gemessen bzw. auf diese Bedingung interpoliert. Die Temperaturen bei der Messung des Schwellenwertes $j_c \cdot l$ sind jeweils in Klammern angegeben. Die Aktivierungsenergie E_g ist zusammen mit dem abgeschätzten realistischen Fehler aufgeführt.

	K/µm	R_T/nm	v/cms^{-1}	$j_c \cdot 1$/Acm^{-1}	E_g/eV
1. aufgedampft, r = 7 nm/s, $T_S \approx 30$ °C	0,03	30	$1,6 \cdot 10^{-9}$	420 ≦ " ≦ 505 (200°C)	0,46 ± 0,01
2. wie 1, jedoch 1 h bei 420 °C in N_2 getempert	0,03	30	$0,9 \cdot 10^{-9}$	600 ≦ " ≦ 640 (200°C)	0,47 ± 0,02
3. wie 1, jedoch mit 1 µm Abdeckoxid (SiO_2-Target)	0,03	--	$5,7 \cdot 10^{-10}$	700 ≦ " ≦1100(200°C)	--
4. wie 1, jedoch mit 1 µm reaktiv gesputtertem Abdeckoxid (Si-Target)	0,03	--	$3,3 \cdot 10^{-10}$	960 ≦ " ≦1550(200°C)	0,49 ± 0,05
5. aufgedampft, r = 7 nm/s, $T_S \approx 250$ °C	1,1	50	$1,8 \cdot 10^{-9}$	--	0,43 ± 0,02
6. wie 4, jedoch 1 h bei 420 °C in N_2 getempert	1,2	50	nicht auswertbar wegen starker Defektbildung		
7. aufgedampft, r = 7 nm/s, $T_S \approx 350$ °C	1,7	80	$2,1 \cdot 10^{-9}$	330 ≦ " ≦ 370 (230°C)	0,43 ± 0,02
8. wie 6, jedoch 1 h bei 420 °C in N_2 getempert	1,8	80	$0,7 \cdot 10^{-9}$	400 ≦ " ≦ 650 (240°C)	0,44 ± 0,03
9. gesputtert, N = 100 W, $p_{Ar} = 6,6 \cdot 10^{-3}$ mbar	1,1	170	$3,0 \cdot 10^{-9}$	400 ≦ " ≦ 510 (240°C)	0,43 ± 0,02
10. wie 8, jedoch 1 h bei 420 °C in N_2 getempert	1,2	170	$1,4 \cdot 10^{-9}$	440 ≦ " ≦ 610 (230°C)	0,47 ± 0,02
11. gesputtert, N = 400 W, $p_{Ar} = 6,6 \cdot 10^{-3}$ mbar	2,9	240	$1,4 \cdot 10^{-9}$	200 ≦ " ≦ 650 (200°C)	0,46 ± 0,02
12. wie 10, jedoch 1 h bei 420 °C in N_2 getempert	3,0	240	$1,2 \cdot 10^{-9}$	650 ≦ " ≦ 850 (200°C)	0,47 ± 0,04
13. gesputtert, N = 1000 W, $p_{Ar} = 6,6 \cdot 10^{-3}$ mbar	5,3	580	etwa 10^{-9}; nicht auswertbar wegen extremer Rauheit		

Tabelle 4.2 Vergleich der gemessenen Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ mit den Ergebnissen anderer Autoren. Die für Reinaluminium-Leitbahnen ohne Oxidabdeckung angegebenen Werte sind bezogen auf $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und $T = 200$ °C.

Verfahren	Autor	v/cm s^{-1}
direkte Messung	eigene Untersuchungen	$(0{,}7 \cdots 3) \cdot 10^{-9}$
direkte Messung	Blech [3]	$(1 \cdots 6) \cdot 10^{-9}$
Widerstandsmethode	Hummel, Dehoff, Geier [17]	$1{,}4 \cdot 10^{-10}$
Lochwachstum	Blech, Meieran [25]	$1{,}3 \cdot 10^{-11}$
Lochwachstum	Horowitz, Blech [27]	$1{,}3 \cdot 10^{-9}$
Massenprofil	Weise [28,29]	$2{,}2 \cdot 10^{-10}$

reich zwischen 100 °C und etwa 200 °C, über den bisher noch keine Aussagen über $j_c \cdot l$ vorlagen und der für praktische Anwendungen eher interessiert, ist $j_c \cdot l$ im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht temperaturabhängig. Ähnlich wie bei Blech [3] nimmt der Schwellenwert $j_c \cdot l$ oberhalb dieses Temperaturbereichs mit zunehmender Temperatur deutlich ab.

Die hier ermittelten Aktivierungsenergien für Reinaluminium stimmen ebenfalls gut mit Blechs Ergebnissen überein. Seine beiden Werte liegen zwar mit 0,5 eV bzw. 0,55 eV etwas höher, weil er bei seiner Arrheniusdarstellung [$\ln(\bar{v}T/j)$ gegenüber $1/T$] die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes vernachlässigte; jedoch hat dies keinen gravierenden Einfluß auf E_g. Korrigiert man diese Ungenauigkeit, ergeben sich nämlich 0,46 eV bzw. 0,51 eV.

Zusammenfassend lassen sich folgende klare Aussagen über die charakteristischen Größen des Materialtransports im Temperaturbereich der Korngrenzendiffusion machen:

- v liegt bei T = 200 °C, $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und nicht abgedeckten Reinaluminiumproben im Bereich zwischen $0{,}7 \cdot 10^{-9}$ und $3 \cdot 10^{-9}$ cm/s, ist somit größer als die meisten der bisherigen, indirekt ermittelten Ergebnisse.
- v nimmt durch Tempern ab, d.h. der Materialtransport wird reduziert.
- Der Schwellenwert $j_c \cdot l$ des Materialtransports läßt sich durch Tempern und insbesondere durch Oxidabdeckung erhöhen.
- Der unter realen Betriebsbedingungen auftretende Wert $j_c \cdot l$ kann bei 200 °C gemessen werden.
- Die Aktivierungsenergie liegt bei äußerst unterschiedlich hergestellten Reinaluminiumproben zwischen 0,43 eV und 0,49 eV und ist in den untersuchten Fällen nicht von der Korngröße abhängig.
- Der Materialtransport wird durch Oxidabdeckung reduziert. Im Rahmen der Fehlergrenzen hat das Abdeckoxid keinen Einfluß auf E_g.

5. EINFLUSS DER HERSTELLUNGSPARAMETER AUF DAS AUSFALLVERHALTEN AUFGEDAMPFTER UND GESPUTTERTER REINALUMINIUM-LEITBAHNEN

5.1 Lebensdauertests

5.1.1 Versuchsdurchführung

Lebensdauertests sind ein allgemein übliches Verfahren, um das Ausfallverhalten von Leitbahnen zu untersuchen. Diese Methode gibt neben der mittleren Ausfallzeit einer Serie identisch hergestellter Teststrukturen auch Aufschluß über die Streuung der Ausfallzeiten. Um innerhalb vertretbarer Testzeiten Leitbahndurchtrennungen durch Elektrodiffusion zu erzeugen, werden Lebensdaueruntersuchungen als beschleunigter Modellversuch bei erhöhter Stromdichte und erhöhter Temperatur durchgeführt. Die hier gewählte Standard-Testbedingung beträgt $T = 200\ ^{o}C$, $j = 2 \cdot 10^{6}\ A/cm^{2}$.

Ausgangsmaterial für die Herstellung der Teststrukturen waren thermisch oxidierte Siliziumscheiben (Dicke 280 µm, Durchmesser 5 cm) mit einer Oxiddicke von 0,65 µm. Hierauf wurde jeweils eine 1 µm dicke Aluminiumschicht aufgedampft oder gesputtert. Die Strukturierung dieser Schicht erfolgte mit der in Kapitel 4 beschriebenen Ätztechnik. Die fertige Teststruktur besteht schließlich aus einer ca. 10 µm breiten, ca. 1 µm dicken und 800 µm langen Leitbahn, die in mindestens 200 x 300 μm^{2} großen Kontaktflecken zum Bonden endet.

Um die Proben mit einer definierten Stromdichte belasten zu können, muß der Leitbahnquerschnitt A bekannt sein. Streifenbreite und Schichtdicke wurden daher wie in Abschnitt 4.1 ausgewertet, ebenso die mittlere Korngröße und die Rauhtiefe. Ein Teil der gesputterten Al-Schichten war allerdings derart rauh, daß ihre Schichtdicke nicht mehr mit dem Interferenzmikroskop ermittelt werden konnte, sondern nur noch mit dem Oberflächenprofilmeßplatz.

Die Größe der Einzelchips betrug etwa 2,5 x 3 mm^{2}. Je 16 bis 18 fehlerfreie Chips einer Probenserie wurden mit Epoxid-

harz-Leitkleber auf Probenhalter montiert und anschließend doppeldrahtig gebondet.

Die in den Abschnitten 5.2 und 5.3 beschriebenen Reinaluminiumproben wurden in Flat-Packs mit 20 Gehäuseanschlüssen und einer nutzbaren Grundfläche von 12 x 13 mm^2 geklebt. Nach dem Golddraht-Thermokompressionsbonden wurden die Gehäuse auf Kühlkörper geschraubt. Da die Ausfallzeiten von Reinaluminium-Leitbahnen relativ niedrig sind (einige Stunden bei 200 ^{o}C und $2 \cdot 10^6$ A/cm^2), hat die Legierungsbildung am Kontakt Golddraht-Aluminiumbondfleck noch keinen Einfluß auf die Zuverlässigkeit. Erst bei Testzeiten oberhalb einer Woche bei 200 ^{o}C kann die Legierung zu einer Materialverarmung an den Kontaktflächen und so zu einer Verfälschung der Streifenlebensdauer führen (Abb. 5.1)

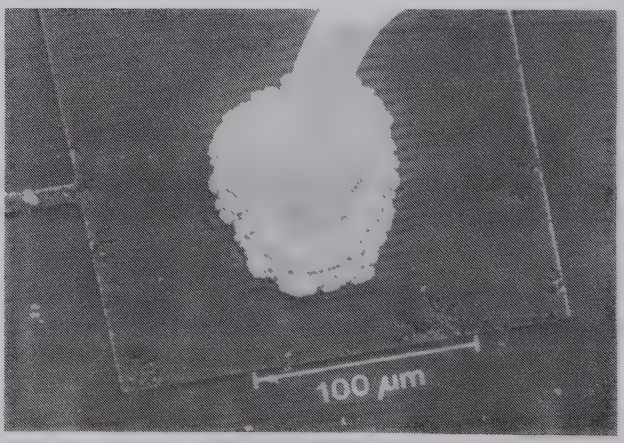


Abb. 5.1 Legierungsbildung zwischen Golddraht und Aluminiumbondfleck, t = 1 Monat, T = 200 ^{o}C. Rund um den Goldball ist die Au-Al-Legierung zu erkennen, die zu Materialverarmung an den Kanten des Aluminiumkontaktflecks sowie dem Übergang zur Leitbahn geführt hat.

Proben mit z.T. längerer Lebensdauer (Abschnitt 5.1.3 und Kap. 6) wurden auf Probenhalter aus Aluminiumblech geklebt. Diese Anordnung ist in Abb. 5.2 skizziert. Da der Abstand zwischen den reihenförmig angeordneten Chips jeweils etwa 1 cm beträgt, ist die thermische Entkopplung zwischen den Proben günstiger als im Flat-Pack. Bei diesen Proben wurde zur Vermeidung von legierungsbedingten Ausfällen das Aluminiumdraht-Ultraschallbonden angewendet.

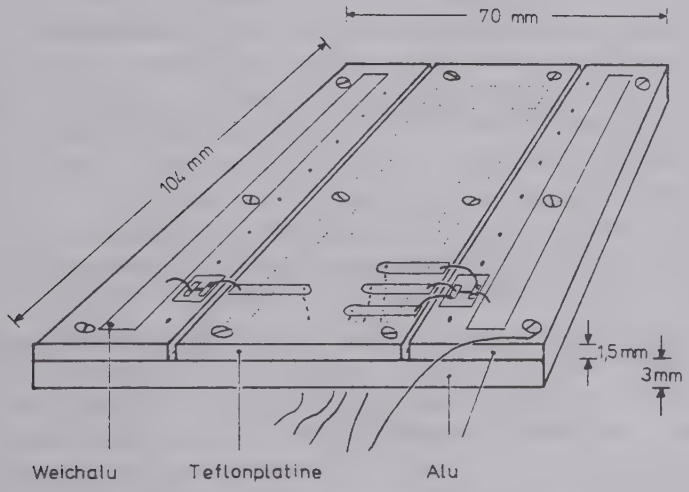


Abb. 5.2 Probenhalter; die Teflonplatine mit elektrolytisch vergoldeten Leitbahnen ist bis 260°C temperaturbeständig. Die Anschlußleitungen sind teflonummantelt und mit Schrauben an der Platine angeschlossen.

Die Lebensdauertests wurden wie in Kap. 4 in Siliconöl-Badthermostaten durchgeführt. Zur Einstellung der gewünschten Leitbahntemperatur T mußte die Eigenaufheizung ΔT der Streifen gegenüber der Öltemperatur T_2 bekannt sein. Hierzu wurden Widerstandsmessungen an jeweils 2 bis 4 Proben jeder Testserie vorgenommen, und zwar als Strom-Spannungs-Messung. Der Spannungsabfall entlang der Leitbahn wurde hierbei über zwei zusätzliche Anschlüsse an den beiden Kontaktflecken bestimmt, um eine Ver-

fälschung der Meßwerte durch Kontakt- oder Anschlußwiderstände zu vermeiden. Folgende Widerstände wurden jeweils ermittelt:

$R_{1,O}$ (Probenwiderstand bei Raumtemperatur T_1 und geringem Meßstrom, bei dem noch keine Probenerwärmung stattfindet),

$R_{2,O}$ (Probenwiderstand bei Ölbadtemperatur T_2 und geringem Meßstrom, bei dem noch keine Probenerwärmung stattfindet),

$R_{2,I}$ (Probenwiderstand bei Ölbadtemperatur T_2 und Teststrom I).

Über die Temperaturabhängigkeit der Widerstände

$$R_{2,O} = R_{1,O}\,[1 + \alpha_1(T_2 - T_1)] \quad \text{mit } \alpha_1 = \frac{1}{R_{1,O}}\,\frac{dR_{1,O}}{dT} \tag{5.1}$$

und

$$R_{2,I} = R_{2,O}\,[1 + \alpha_2 \Delta T] \quad \text{mit } \alpha_2 = \frac{1}{R_{2,O}}\,\frac{dR_{2,O}}{dT} \tag{5.2}$$

sowie $dR_{1,O}/dT = dR_{2,O}/dT$ erhält man für die Eigenaufheizung

$$\Delta T = \frac{(R_{2,I} - R_{2,O})(T_2 - T_1)}{R_{2,O} - R_{1,O}} \tag{5.3}$$

und für die Streifentemperatur schließlich $T = T_2 + \Delta T$. Bei Meßströmen von etwa 10 mA wurde noch keine Probenerwärmung festgestellt, während der Einfluß von Kontakt- und Störspannungen andererseits schon vernachlässigbar war. Für die standardmäßig gewählte Testbedingung ($j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2, $T = 200^\circ$C) ergaben sich in der Regel folgende Werte für Öltemperatur T_2, Streifenaufheizung ΔT und mittlere Streifentemperatur T:

Flat-Packs $T_2 = 183^\circ$C $\Delta T = 14^\circ$C (nur eine Leitbahn angeschlossen)

$\Delta T = 20^\circ$C (alle 16 Leitbahnen angeschlossen)

$T = 200^\circ$C $\pm$ 3°C

Probenträger nach Abb. 5.2 $T_2 = 186,5^{\circ}C$ $\Delta T = 13^{\circ}C$ (nur eine Leitbahn angeschlossen)
$\Delta T = 14^{\circ}C$ (alle 18 Leitbahnen angeschlossen)
$T = 200^{\circ}C \pm 0,5^{\circ}C$

Der Aufbau der Lebensdauermeßplätze ist in Abb. 5.3 dargestellt. Jeder Meßplatz erfüllt im Prinzip folgende Funktionen:

- Quasikonstante Stromversorgung der Leitbahnen im Ölbadthermostaten
- Messung des zeitlichen Probenstromverlaufes bis hin zur Leitbahndurchtrennung
- Darstellung der Stromverläufe aller Leitbahnen einer Probenserie auf einem Einkanal-x-t-Schreiber mit Hilfe eines Meßstellenabtasters.

Diese Funktionen wurden schaltungstechnisch folgendermaßen realisiert. Jeder Aluminium-Teststreifen wird in Reihe geschaltet mit einem Trimmwiderstand zur Stromeinstellung und einem 1 Ω-Metallschichtwiderstand, dessen Spannungsabfall in mV den Probenstrom in mA angibt. 18 dieser Reihenschaltungen sind parallel geschaltet und werden von einer Konstantspannungsquelle versorgt, die eine Einrichtung zur Kompensation des Zuleitungswiderstandes aufweist. Der zeitliche Verlauf der Probenströme wird an den 18 1 Ω-Widerständen von einem Meßstellenabtaster erfaßt, der jede dieser 18 Meßstellen nacheinander ansteuert und die Meßergebnisse übersichtlich auf einem Einkanal-x-t-Schreiber darstellt. Da jeder Leitbahn ein separater Streifen mit der Breite ΔU (Spannungsintervall) auf dem Schreiberpapier zugeordnet werden soll, wird eine Nullpunktspannung $(m-1)\Delta U$ zu jeder Meßspannung U_i des i-ten 1 Ω-Widerstandes addiert. Die Ausgänge der durch einfache Operationsverstärkerschaltungen realisierten Addierer gelangen über TTL-kompatible Reedrelais zum Schreibereingang. Eine Zählerlogik steuert die Reedrelais nacheinander an, so daß jeweils nur ein Spannungsaddierer zum Schreibereingang durchgeschaltet ist und alle anderen Relais geöffnet sind. Bei einer negativen Flanke des Taktgenerators wird über die Zählerlogik das jeweils nächste Reedrelais angesteuert, bei einer positiven Flanke die Stiftabsenkung des Schreibers kurzzeitig betätigt. Der Schreiber

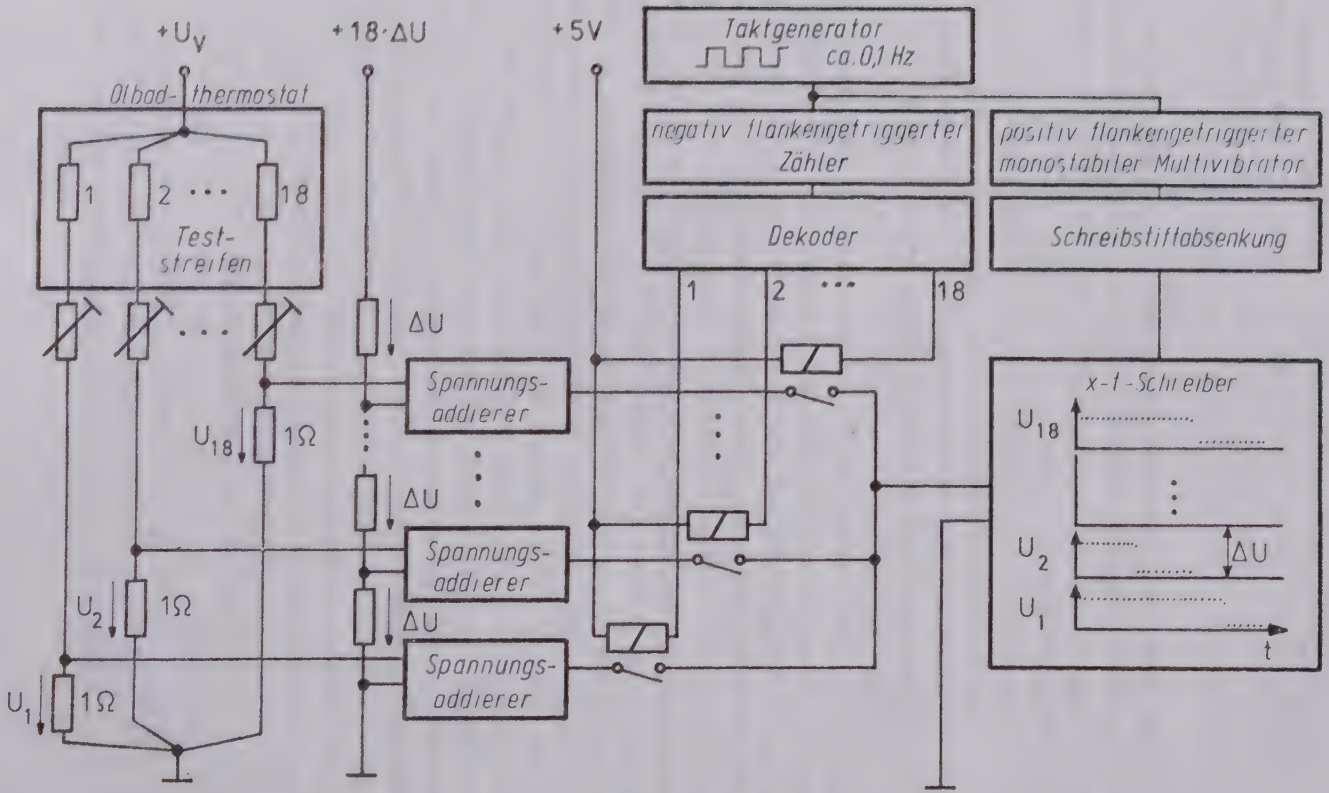


Abb. 5.3 Prinzipieller Aufbau der Lebensdauermeßplätze

stellt also die 18 Meßwerte nicht kontinuierlich dar, sondern arbeitet mit Hilfe des Meßstellenabtasters als Punktdrucker. Bei einer Taktfrequenz von ca. 0,1 Hz wird jede der 18 Meßstellen etwa alle 3 Minuten einmal abgetastet und registriert. Auf dem Schreiberpapier (Abb. 5.3) kann man leicht die Zeitdauer bis zum Totalausfall der einzelnen Proben ermitteln.

5.1.2 Auswertung

Die Statistik der Ausfallzeiten innerhalb einer Probenserie läßt sich recht gut durch die logarithmisch-normale Verteilung beschreiben [z.B. 14, 15, 37]. Die Wahrscheinlichkeitsdichte w(t) dieser Verteilung ist folgendermaßen definiert [38, 39]

$$w(t) = \frac{1}{\sigma t\sqrt{2\pi}} \exp\left\{\frac{-(\ln t-\mu')^2}{2\sigma^2}\right\} \qquad (5.4)$$

$$\text{mit } \mu' = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} \ln t_i$$

$$\text{und } \sigma^2 = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} (\ln t_i - \mu)^2$$

Sie ergibt sich, wenn man in der Gaussverteilung die Ereignisvariable t durch ln t substituiert. Das Ausfallverhalten wurde in der vorliegenden Arbeit durch die übliche Darstellung der Meßwerte auf logarithmisch-normalem Wahrscheinlichkeitspapier ausgewertet (siehe z.B. Abb. 5.12 in Abschnitt 5.2.4). Hierbei werden die Ausfallzeiten im logarithmischen Maßstab gegenüber der Summenausfallhäufigkeit S aufgetragen. Bei 18 Proben einer Serie entspricht z.B. der erste Ausfall einer Summenhäufigkeit S von 100/18 %,der i-te Ausfall einer Häufigkeit von i·100/18 %. Durch die Meßpunkte wurde mittels linearer Regression eine Ausgleichsgerade gelegt, die in den meisten Fällen eine gute Näherung der Meßwerte darstellt. Mit dieser graphischen Methode kann man neben der mittleren Ausfallzeit t_{50}, innerhalb der 50% aller Proben ausgefallen sind, auch den Streubereich t_{16} bis t_{84} ermitteln, in dem 68% aller Ausfälle stattfinden. Die Angabe der Zeit

t_{16}, die 16 % aller Leitbahnausfällen entspricht, erscheint hier allerdings als Maß für die Streuung praktischer als die Angabe der Standardabweichung, da diese bei der logarithmisch-normalen Verteilung nicht symmetrisch zu t_{50} liegt. Neben t_{50} und t_{16} interessiert aber vor allem auch die Zeit, in der die erste von sehr vielen - beispielsweise 1000 - Leitbahnen einer integrierten Schaltung ausfällt. Wenn man von anderen Effekten einmal absieht, ist nämlich die Zuverlässigkeit der Schaltung gerade durch diesen ersten Streifenausfall begrenzt. Als Angabe für den erwarteten ersten Ausfall wurde willkürlich $t_{0,1}$ gewählt. Da sich Lebensdauertests aus praktischen Gründen nicht mit 1000 identischen Leitbahnen durchführen lassen, kann man $t_{0,1}$ nur mit der Ausgleichgeraden extrapolieren. Die Angabe von $t_{0,1}$ ist etwas unsicher, da im Promille- und unteren Prozent-Bereich der Summenausfallhäufigkeit keine Meßwerte vorliegen. Bei Frühausfällen, die nicht durch die logarithmisch-normale Verteilung beschrieben würden, wäre die Zuverlässigkeit durch diese Frühausfälle begrenzt.

In der vorliegenden Arbeit wird die Ausfallstatistik auf zwei verschiedene Arten dargestellt:

1. Logarithmisch-normale Auftragung bei Probenserien mit deutlich unterschiedlichen Ausfallzeiten (z.B. Abb. 5.12)
2. Auftragung der Zeiten t_{84}, t_{50}, t_{16} und $t_{0,1}$ gegenüber einem Herstellungsparameter (z.B. Abb. 5.8, Abschnitt 5.2.1)

Die Ausfallzeiten der Teststreifen hängen neben der Schichtherstellung und Testbedingungen auch vom Leitbahnquerschnitt ab [7,19,40,41]. Da die Streifenquerschnitte bei den verschiedenen Probenserien in der Regel zwischen 9 und 11 μm^2 variierten, ist es sinnvoll, die ermittelten Lebensdauerdaten auf einen gemeinsamen Querschnitt von 10 μm^2 umzurechnen. Hierzu wurde zunächst an zwei Serien mit unterschiedlicher Kornstruktur die Abhängigkeit der Ausfallstatistik vom Probenquerschnitt A untersucht. Abb 5.4 zeigt die Ergebnisse für eine aufgedampfte (a) und eine gesputterte (b) Probenserie. In beiden Fällen ist im hier interessierenden Bereich die mittlere Ausfallzeit t_{50} in guter Nähe-

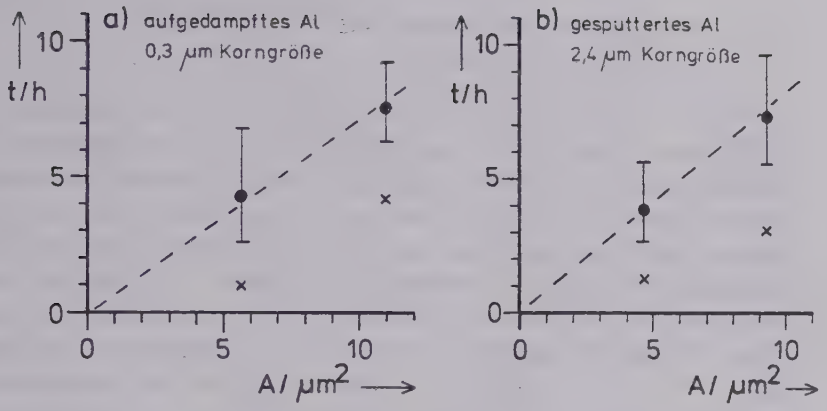


Abb. 5.4 Ausfalldaten t_{84}, t_{50}, t_{16} und $t_{0,1}$ (von oben nach unten) zweier Serien in Abhängigkeit vom Leitbahnquerschnitt.
a) aufgedampftes Al ($r = 12{,}5$ nm/s, $T_S \approx 30$ °C)
b) gesputtertes Al ($N = 400$ W, $p_{Ar} = 3{,}2 \cdot 10^{-3}$ mbar)

rung proportional zur Querschnittfläche A. Für den Bereich zwischen 9 µm² und 11 µm² wird nun angenommen, daß die Ausfallzeiten t_i der einzelnen Proben einer Testserie ebenfalls näherungsweise proportional zum Leitbahnquerschnitt sind:

$$t_i \sim A \quad \text{bzw.} \quad \frac{t_i}{t_{50}} = \text{const.} \qquad (5.5)$$

Mit diesen Beziehungen wurden die Ausfalldaten fast aller Testserien auf 10 µm² umgerechnet, was im logarithmisch-normalen Wahrscheinlichkeitsdiagramm zu einer Parallelverschiebung der Meßpunkte und Ausgleichsgeraden führt. Sofern in den Diagrammen der hier vorliegenden Arbeit bzw. im Tabellenanhang nicht anders angegeben, sind die Lebensdauerergebnisse bereits auf $A = 10$ µm² umgerechnet. In wenigen Fällen traten zu starke Abweichungen von 10 µm² auf. Hier erschien Annahme (5.5) zu unsicher, so daß für diese Probenserien auf die Umrechnung verzichtet wurde und stattdessen der Originalquerschnitt angegeben ist.

5.1.3 Probleme bei der Umrechnung der mittleren Lebensdauer auf niedrige Stromdichten

Aus Abschnitt 2.3 ist bereits bekannt, daß eine sichere Umrechnung der ermittelten Lebensdauerdaten mit bestehenden Lebensdauermodellen nicht möglich ist. Die folgenden Beispiele sollen zeigen, daß selbst eine Umrechnung von t_{50} auf niedrige Stromdichten sehr problematisch ist. Zunächst wurden Teststrukturen mit den üblichen Abmessungen ($l = 800\ \mu m$, $A = 10\ \mu m^2$) durch Aufdampfen hergestellt ($r = 5 nm/s$, $T_S \approx 250\ ^oC$, $K = 0{,}9\ \mu m$). Je 18 dieser Leitbahnen wurden bei $T = 200\ ^oC$ zwischen $0{,}5 \cdot 10^6\ A/cm^2$ und $4 \cdot 10^6\ A/cm^2$ getestet, um jeweils t_{50} und den Streubereich zwischen t_{16} und t_{84} zu ermitteln. Die für die unterschiedlichen Teststromdichten typischen Leitbahnausfälle sind weiter unten in den Abbildungen 5.6 a - c dargestellt. Die Meßwerte wurden in der Form $t_{50}^{-1/n}$ mit verschiedenen Exponenten n gegenüber der Stromdichte j aufgetragen. Abb. 5.5 zeigt diese Art der Darstellung für $n = 1{,}75$. Dieser Wert stellte im getesteten Bereich die beste Näherung für die Stromdichteabhängigkeit von t_{50} dar, so daß hier $t_{50} \sim j^{-1{,}75}$.

Eine zweite Meßreihe bestand aus Leitbahnen, die die gleiche Geometrie wie die oben beschriebenen Strukturen aufwiesen und ebenfalls durch Aufdampfen hergestellt wurden. Hierbei war $r = 7\ nm/s$, $T_S \approx 30\ ^oC$ und die Korngröße ungefähr $0{,}3\ \mu m$. In diesem Fall wurde als Aufdampfgut ausnahmsweise Aluminium mit einem etwas geringeren Reinheitsgrad verwendet. Diese Leitbahnen wurden bei 11 verschiedenen Stromdichten zwischen $0{,}5 \cdot 10^6\ A/cm^2$ und $4 \cdot 10^6\ A/cm^2$ und einer Streifentemperatur von $200\ ^oC$ getestet. Die von der Stromdichte abhängige Temperaturerhöhung ΔT der Leitbahnen gegenüber der Ölbadtemperatur war ebenfalls die gleiche wie bei der ersten Meßreihe, so daß nach den Aussagen der Lebensdauermodelle nach Sigsbee [12] bzw. Venables und Lye [13] die gleiche Stromdichteabhängigkeit, nämlich $t_{50} \sim j^{-1{,}75}$ beobachtet werden müßte. Dies war jedoch nicht der Fall, stattdessen stellte $t_{50} \sim j^{-2{,}7}$ bei dieser Meßreihe die beste Näherung dar. Der Exponent n ist also bei gleicher Probengeometrie, gleichen Testbedingungen und thermischen Verhältnissen unter anderem auch

von der Probenherstellung abhängig.

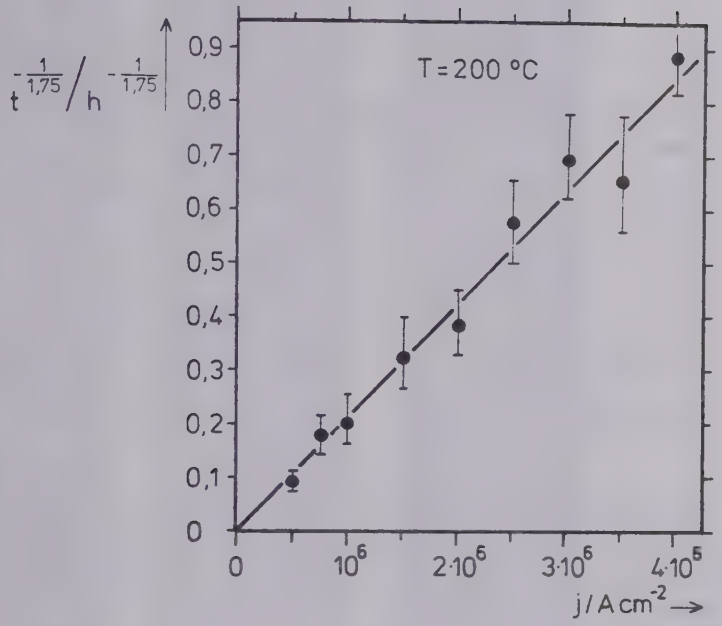


Abb. 5.5 Auftragung von t_{16}, t_{50} und t_{84} (von oben nach unten) in der Form $t^{-1/1,75}$ gegenüber j. Die Temperaturerhöhung ΔT der Streifen gegenüber der Öltemperatur T_2 betrug hier z.B. 4 °C bei 10^6 A/cm^2, 15 °C bei $2 \cdot 10^6$ A/cm^2 und 56 °C bei $4 \cdot 10^6$ A/cm^2. Aufdampfbedingungen: r = 5 nm/s, $T_S \approx 250$ °C.

Als drittes wurden Serien von auswärtig hergestellten Aluminiumstreifen getestet, die sich lediglich im Probenquerschnitt voneinander unterschieden. Hierbei handelte es sich um 8 cm lange, 0,8 µm dicke, mäanderförmig angeordnete Streifen mit Oxidabdeckung. Die Test- und ermittelten Lebensdauerdaten sind in Tabelle 5.1 aufgeführt:

Tabelle 5.1: Abhängigkeit der Lebensdauer, der Probenaufheizung ΔT und des Exponenten n vom Leitbahnquerschnitt A einer bei 200 °C und $0{,}5 \cdot 10^6$ A/cm^2 bzw. 10^6 A/cm^2 getesteten Meßreihe

	A = 3,92 µm^2		A = 3,52 µm^2		A = 2,92 µm^2	
j/Acm^{-2}	$0{,}5 \cdot 10^6$	10^6	$0{,}5 \cdot 10^6$	10^6	$0{,}5 \cdot 10^6$	10^6
t_{50}/h	105	7,9	95	8,5	315	4,15
t_{16}/h	28,5	2,75	29,5	3,5	23,5	2,55
t_{84}/h	385	23	305	20,7	(>>1000)	6,9
ΔT/°C	6	25	6	25	4	16
n	3,73		3,48		6,25	

Bei gleicher Probenherstellung, jedoch bis zu ca. 25 % unterschiedlichen Probenquerschnitten ergaben sich bei dieser Untersuchung stark unterschiedliche Stromdichteabhängigkeiten, nämlich $t_{50} \sim j^{-3,73}$, $t_{50} \sim j^{-3,48}$ und $t_{50} \sim j^{-6,25}$, die sich ebenfalls nicht mit den vorhandenen Lebensdauermodellen erklären lassen.

Da die Ausfallstatistik nicht in diese Modelle eingeht und keines der bestehenden Lebensdauermodelle allgemein gültig ist, kann man gegenwärtig noch keine exakte Vorhersage der Zuverlässigkeit von Leitbahnen unter realen Betriebsbedingungen von Schaltungen treffen.

Die Defektbildung auf getesteten Leitbahnen ist mitunter sehr verschieden, wie die rasterelektronenmikroskopischen Abbildungen 5.6 a - c typischer Leitbahndefekte nach unterschiedlicher Stromdichtebelastung zeigen. Bei niedrigen Teststromdichten j bzw. niedriger Selbstaufheizung ΔT ist der größte Teil der getesteten Leitbahn unbeschädigt, und an der Ausfallstelle sind noch keine Schmelzspuren sichtbar. Mit zunehmendem j bzw ΔT werden die Leitbahnen über ihre gesamte Länge durch eine zunehmende Anzahl von Defekten beschädigt, und an der Leitbahnunterbrechung wird ein

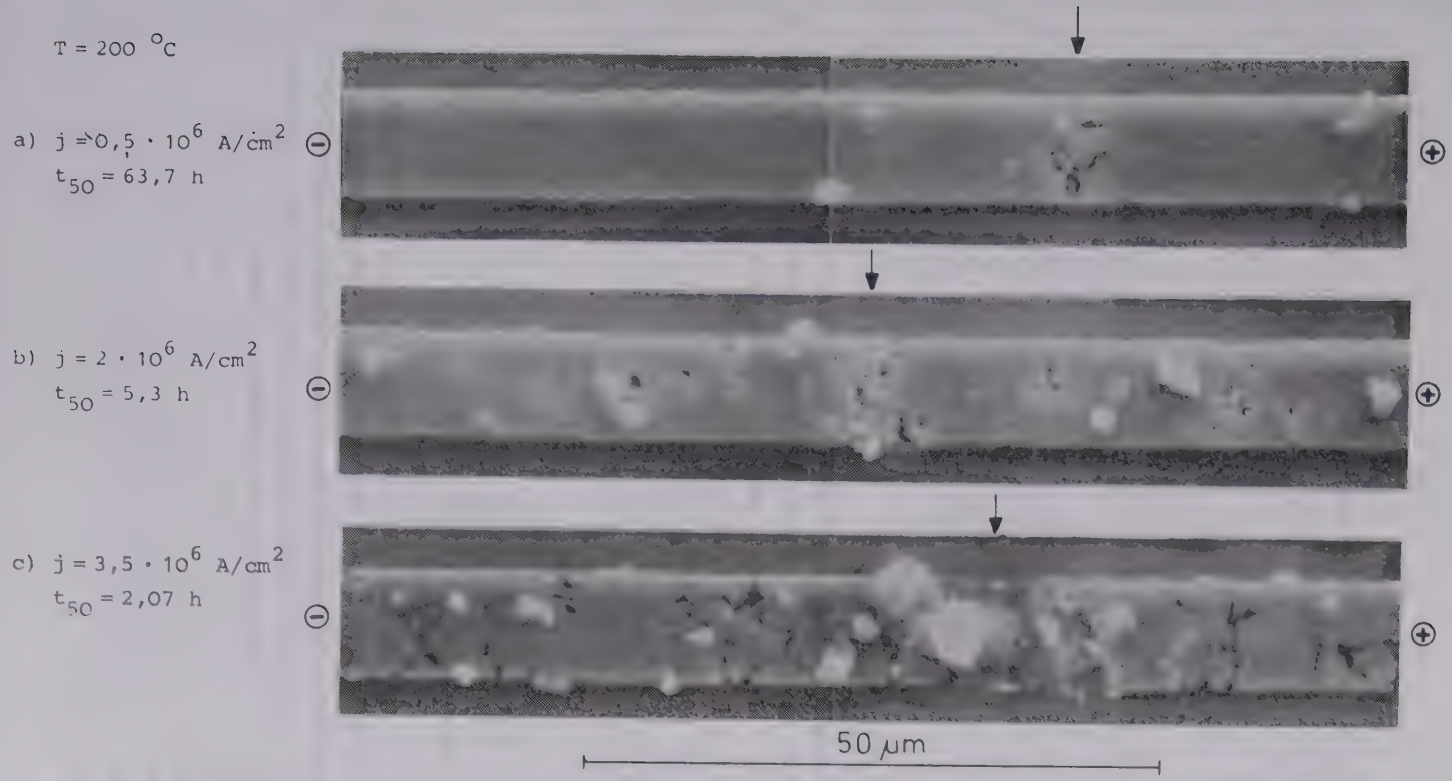


Abb. 3.4 Typische Defekte auf ausgefallenen Leitbahnen nach unterschiedlicher Stromdichtebelastung. Die Ausfallstelle ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet. Aufdampfbedingungen: $r = 5nm/s$, $T_S = 250°C$.

immer größerer Bereich unmittelbar vor dem Ausfall eingeschmolzen, so daß die Schmelzlänge L_m im Sigsbee-Modell (Kap. 2.2.2) durchaus eine physikalisch sinnvolle Größe ist. In einem Lebensdauermodell müssen daneben aber auch die weiteren beobachteten Effekte berücksichtigt werden:

- Mit zunehmender Teststromdichte wird der Materialtransport immer inhomogener, so daß die Zahl der Löcher, Hügel und Einschnürungen entlang der Leitbahn steigt.
- Bei niedriger Stromdichte bilden sich innerhalb der Ausfallzeit die meisten der bei höheren Stromdichten auftretenden Defekte erst gar nicht aus.
- Derjenige Defekt, der zuerst die Schmelzlänge L_m erreicht bzw. sich über die gesamte Leitbahnbreite ausstreckt, führt zum Leitbahnausfall.
- Gerade bei höheren Stromdichten dürften sich die vielen eng benachbarten Defekte gegenseitig in ihrem Wachstum beeinflussen, beispielsweise durch Änderung der lokalen Temperatur sowie durch Wechselwirkung untereinander.

All diese Effekte sind allerdings gerade bei den üblichen Teststromdichten so komplex, daß man sie nur schwer in einem theoretischen Modell erfassen kann.

5.2 Aufgedampfte Reinaluminium-Leitbahnen

5.2.1 Variation der Substrattemperatur

Bei der verwendeten Aufdampfanlage konnten die Schichteigenschaften im wesentlichen durch die Substrattemperatur T_S und die Aufdampfrate r variiert werden. Die Korngröße ließ sich hierbei insbesondere durch T_S beeinflussen. Bei einer Rate von 7 nm/s und einem Aufdampfdruck von einigen 10^{-6} mbar betrug die mittlere Korngröße K einer bei etwa 30 °C aufgedampften Schicht beispielsweise 0,3 µm, bei $T_S \approx 100$ °C 0,45 µm, bei 200 °C 0,7 µm, bei 300 °C 1,3 µm und bei 380 °C 2,1 µm. Dies sind übliche Werte [42,43]. Die Rauhtiefe R_T der Schichtoberflächen lag bei diesen Bedingungen zwischen 30 nm und 75 nm. Abb. 5.7 zeigt ein typisches

Oberflächenprofil für eine bei T_S = 300°C und r = 7 nm/s aufgedampfte Aluminiumprobe. Der Anstieg der beiden Begrenzungslinien, durch deren Abstand R_T definiert ist, kommt in dieser Abbildung durch eine leicht geneigte Lage des Meßobjekts auf dem Probenhalter des Oberflächenprofilmeßplatzes zustande.

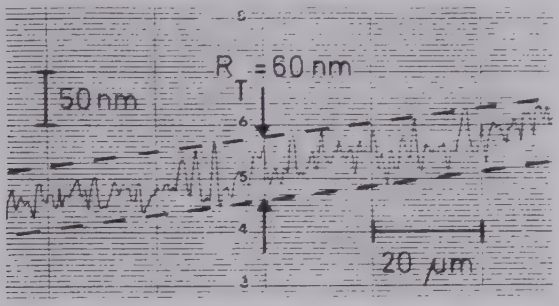


Abb. 5.7 Oberflächenprofil einer bei r ≈ 7 nm/s und T_S ≈ 300°C aufgedampften, 1 µm dicken Al-Schicht. Die Rauhtiefe R_T ist definiert als der vertikale Abstand zweier paralleler Linien, die das Profil so eng wie möglich eingrenzen.

Bei den Lebensdauertests traten die Leitbahnunterbrechungen jeweils an einer regellosen, nicht vorhersehbaren Stelle ein. Abb. 5.6 b zeigt eine für alle aufgedampfte Proben typische Leitbahndurchtrennung bei der gewählten Standard-Testbedingung. Die ermittelten Lebensdauerdaten t_{50}, $t_{0,1}$ und der Streubereich zwischen t_{16} und t_{84} sind in Abb. 5.8 in Abhängigkeit von der Substrattemperatur aufgetragen. Im getesteten Bereich sind die Ausfalldaten der etwa 10 µm breiten Leitbahnen nur schwach von T_S bzw. der Korngröße abhängig. Dies bedeutet, daß die Zuverlässigkeit der Teststrukturen nur unwesentlich durch Variation der Substrattemperatur beeinflußt werden kann, solange die mittlere Korngröße klein gegenüber der Leitbahnbreite ist. Im übrigen konnte bei geringen Korngrößen weder eine drastische Lebensdauererhöhung [44] noch ein ungünstiges Verhalten [6] beobachtet werden.

Bei Raumtemperatur wiesen alle aufgedampften Proben einen spezifischen Widerstand zwischen 2,85 und 3,05 µΩcm auf.

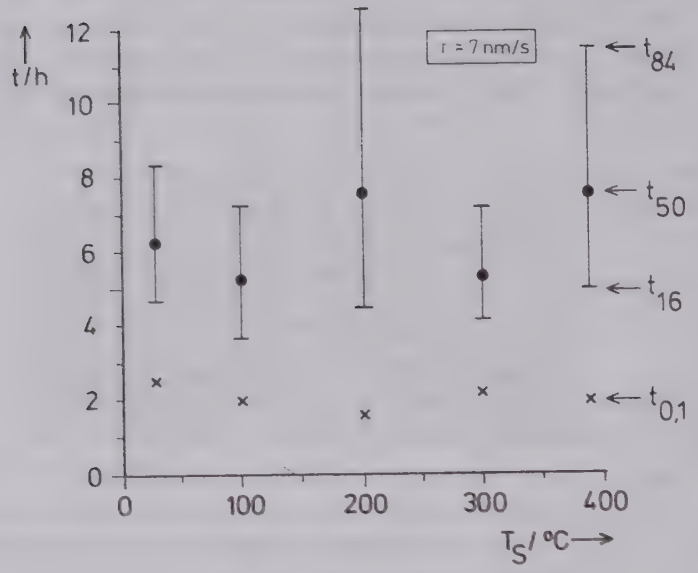


Abb. 5.8 Ausfallzeiten ($t_{0,1}$, t_{16}, t_{50}, t_{84}, von unten nach oben) aufgedampfter Proben in Abhängigkeit von der Substrattemperatur ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

5.2.2 Variation der Aufdampfrate

Um den Einfluß der Aufdampfrate r zu untersuchen, wurden Aluminiumschichten bei einer Substrattemperatur von etwa 30°C mit verschiedenen r zwischen 1 nm/s und 20 nm/s aufgedampft. Hierbei lag K zwischen 0,25 µm und 0,3 µm, und R_T nahm mit zunehmender Rate von 35 nm auf 25 nm ab. Die Variation der Aufdampfrate hat also einen wesentlich geringeren Einfluß auf die Kornstruktur als die Substrattemperatur. Das Ausfallverhalten der Leitbahnen läßt sich ebenfalls nur in geringem Maße durch die Rate variieren, wie Abb. 5.9 zeigt.

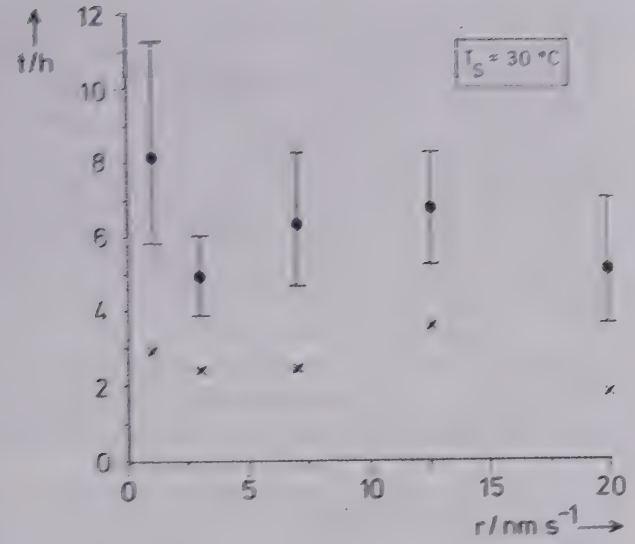


Abb. 5.9 Ausfallzeiten in Abhängigkeit von der Aufdampfrate ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

5.2.3 Einfluß der Temperbedingungen

In der Halbleitertechnik werden die metallisierten Substrate bzw. strukturierten Leitbahnen bei Temperaturen zwischen 400°C und 700°C getempert, um die Haftfähigkeit zu verbessern und um gute ohm'sche Metall-Halbleiter-Kontakte zu erzielen. Über die Auswirkungen des Temperns auf die Leitbahnzuverlässigkeit liegen hingegen nach meiner Kenntnis keine Aussagen vor. Zur Untersuchung dieses Einflusses wurden mehrere Substrate gleichzeitig bei T_S = 100°C und r = 1 nm/s hergestellt. Nach dem Strukturieren wurden die Leitbahnen serienweise bei 420°C in einem Rohrofen getempert, und zwar bei verschiedenen Temperzeiten und Gasen (N_2, O_2 15 % H_2 + 85 % N_2). Hierbei war kaum eine Änderung von s und γ festzustellen. Auch die Bauhtiefe blieb beim Tempern nahezu konstant, wenn man einmal von vereinzelten, etwa 100 nm hohen Temperhügeln absieht (Abb. 5.10).

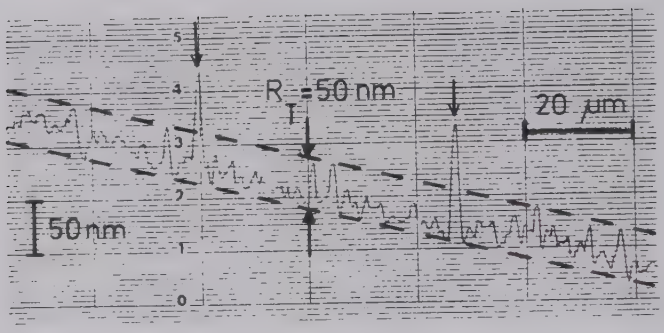


Abb. 5.10 Oberflächenprofil einer getemperten Al-Schicht ($r \approx 7$ nm/s, $T_S \approx 100^{\circ}C$; Temperbedingungen: 4 h bei $420^{\circ}C$ in N_2). Vereinzelt auftretende Temperhügel sind mit einem Pfeil markiert.

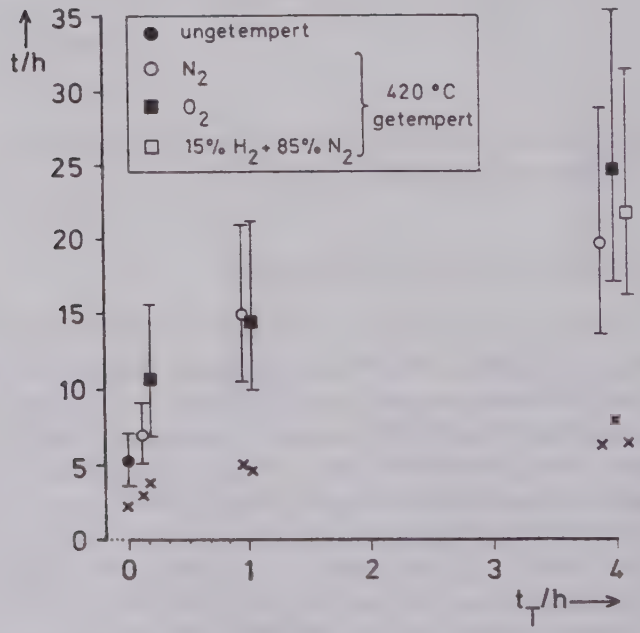


Abb. 5.11 Ausfallzeiten aufgedampfter Proben ($r \approx 7$ nm/s, $T_S \approx 100^{\circ}C$) in Abhängigkeit von der Temperzeit für verschiedene Gase ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

Während der Einfluß der Temperaturbehandlung auf R_T und K gering ist, wird die Zuverlässigkeit der Teststrukturen durch den Temperprozeß erhöht. Die Ergebnisse der Lebensdauertests sind in Abb. 5.11 dargestellt. Mit zunehmender Temperzeit t_T nimmt hierbei sowohl die mittlere Ausfallzeit als auch $t_{0,1}$ bei etwa gleicher normierter Streuung $(t_{84} - t_{16})/(2t_{50})$ zu. Die Art der Gasatmosphäre hat hier nur einen geringen Einfluß auf die Ausfallstatistik. Nach einer Temperdauer von 4 Stunden wird die mittlere Ausfallzeit beispielsweise um etwa den Faktor 4 gegenüber einer ungetemperten Probenserie erhöht und $t_{0,1}$ um etwa den Faktor 3 bis 4. In der Praxis kann man diese Zuverlässigkeitserhöhung durch Temperaturbehandlung allerdings nur in gewissen Grenzen ausnutzen, da die Temperzeit aus anderen Gründen (zu hohe Prozeßdauer, Ausbeuteprobleme durch Reaktion am Metall-Halbleiter-Kontakt) nicht beliebig hoch gewählt werden kann.

Die höhere Zuverlässigkeit getemperter Leitbahnen, die schon wegen der niedrigeren Driftgeschwindigkeit (Tab. 4.1) zu erwarten war, sowie der vernachlässigbare Einfluß des Temperns auf die mittlere Korngröße deuten darauf hin, daß der Temperprozeß einen positiven Einfluß auf die Eigenschaften der einzelnen Korngrenzen hat. Eine mögliche Erklärung hierfür wären Veränderungen in den Korngrenzen, die zu einer Verringerung der Diffusionskonstante führen.

5.2.4 Einfluß der Oxidabdeckung

Bei üblichen Passivierungsverfahren - unter anderem auch durch Abscheidung von Oxid aus der Gasphase - konnten bisher bis zu etwa viermal höhere Werte für t_{50} erreicht werden als bei nicht abgedeckten Leitbahnen [7, 43, 45, 46] sowie die Driftgeschwindigkeit reduziert werden (Kap. 4 für gesputterte SiO_2- und [3] für Si_3N_4-Abdeckung). Daneben wurde auch bei anodisch oxidierten Al-Streifen eine Erhöhung der Ausfallzeiten festgestellt [18, 22]. Unter ungünstigen Umständen kann die Oxidabdeckung allerdings auch wirkungslos sein [19] oder bei ungeeigneten Sputterdaten sogar zu einer Verschlechterung der Leitbahnzuverlässigkeit führen [6, 43, 46].

Dieser Abschnitt befaßt sich mit den Auswirkungen kathodenzerstäubter SiO_2-Passivierungsschichten auf die Leitbahnzuverlässigkeit. Hierzu wurden die aufgedampften Teststrukturen (r = 20 nm/s, $T_S \approx 30^oC$) mit Ausnahme der Kontaktflächen mit einer 1 µm dicken SiO_2-Schicht abgedeckt. Die Herstellung des Oxids erfolgte auf zwei verschiedene Arten. Zunächst wurde die Oxidschicht durch Zerstäuben eines SiO_2-Targets aufgebracht (N = 450 W, $p_{Ar} = 8 \cdot 10^{-3}$ mbar, r = 14,5 nm/min). Hierbei ergab sich eine Erhöhung der mittleren Ausfallzeit um den Faktor 1,8, während $t_{0,1}$ um das 1,4-fache stieg (Abb. 5.12).

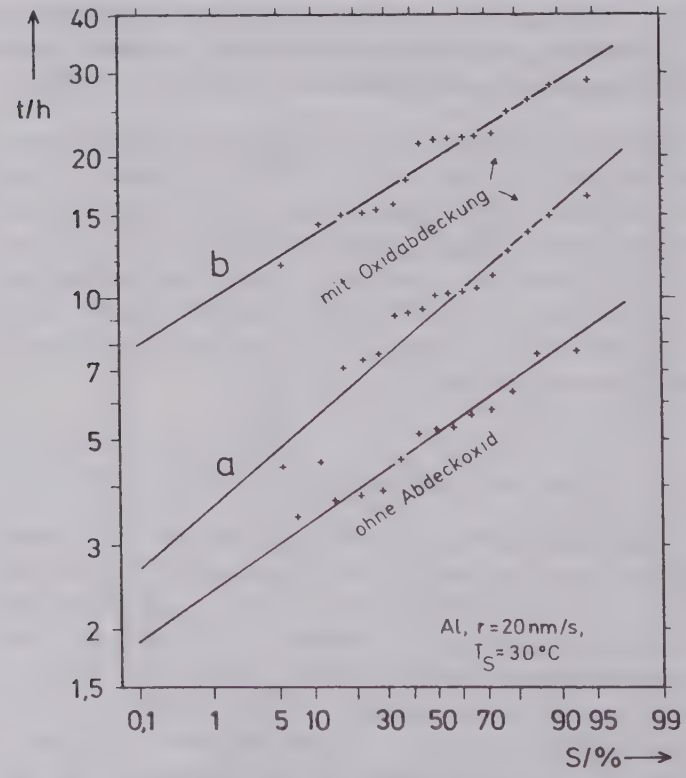


Abb. 5.12 Einfluß der Oxidabdeckung auf die Ausfallstatistik aufgedampfter Leitbahnen; gesputtertes Abdeckoxid (a: SiO_2-Target, b: reaktiv, Si-Target); logarithmisch-normale Darstellung der Ausfallzeiten, S = Summenausfallhäufigkeit, ($T = 200^oC$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2).

Die Ausfallstelle bestand jeweils aus einer relativ schmalen Durchtrennung, und Hügelbildung wurde im Gegensatz zu unbedeckten Leitbahnen nicht beobachtet. Bei dem Oxid zeigten sich jedoch Schwachstellen an den oberen Kanten der Leitbahnen, was am deutlichsten an der Struktur zur Messung der Driftgeschwindigkeit zu erkennen ist (Abb. 5.13). An solchen Schwachstellen kann das Abdeckoxid einreißen und durch lokale Aluminiumanhäufung abgehoben werden.

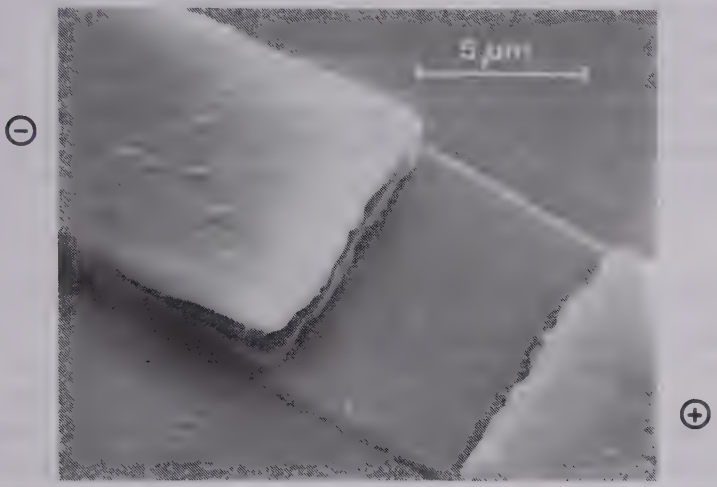


Abb. 5.13 Eingerissenes und z.T. abgehobenes Abdeckoxid am positiven Ende einer 500 µm langen Leitbahn (Struktur V 2, s. Abb. 4.1); Testdauer: 277 h bei $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und 200°C

Um diesen Effekt durch leichtes Verrunden der Aluminiumkanten abzuschwächen, wurden die Leitbahnen vor dem Sputtern des als nächstes getesteten Oxids 20 Sekunden lang in Aluminiumätze getaucht (36°C, Ätzrate ca. 140 nm/min). Das Abdeckoxid wurde anschließend durch reaktives Zerstäuben eines Siliziumtargets hergestellt ($p_{Ar} = 4{,}2 \cdot 10^{-3}$ mbar, $p_{O_2} = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ mbar, N = 450 W, r = 4,2 nm/min). Hierbei ergab sich eine deutlichere Verbesserung der Leitbahnzuverlässigkeit: t_{50} und $t_{0,1}$ nahmen jeweils um etwa den Faktor 4 zu (Abb. 5.12), während die Driftgeschwindigkeit noch stärker abnahm als bei dem zuvor beschriebenen Abdeckoxid (Tab. 4.1). Unter geeigneten Herstellungsbedingungen haben katho-

denzerstäubte SiO_2-Abdeckschichten also einen positiven Einfluß auf die Leitbahneigenschaften.

Die mittlere Ausfallzeit der hier in Abschnitt 5.2 untersuchten aufgedampften Leitbahnen lag für $T = 200\ ^{o}C$ und $j = 2 \cdot 10^{6}$ A/cm^2 zwischen 5 und 8 Stunden, also bei üblichen Werten [z.B. 15, 22], und $t_{0,1}$ zwischen 2 und etwa 3 Stunden. Diese Ergebnisse können bei den weiteren Untersuchungen mit kathodenzerstäubten Schichten als Vergleich herangezogen werden. Während Substrattemperatur und Rate beim Aufdampfprozeß nur einen geringen Einfluß auf die Elektrodiffusion hatten, wurden die Leitbahneigenschaften durch Tempern bzw. Abdeckung mit SiO_2 verbessert.

5.3 Gesputterte Reinaluminium-Leitbahnen

5.3.1 Variation der Leistung und des Argondrucks

Der Sputterprozeß bietet durch die größere Anzahl von Parametern (Leistung, Argondruck, Substrattemperatur, Substratvorspannung, nahezu beliebige Testzusammensetzungen, reaktive Zerstäubung bei entsprechendem Gasgemisch) die Möglichkeit, die Schichtstruktur und -eigenschaften in stärkerem Maße zu beeinflussen als beim Aufdampfen. Zunächst wurden unterschiedliche Reinaluminiumschichten durch Variation der Leistung zwischen 50 W und 1000 W sowie des Drucks zwischen $2{,}7 \cdot 10^{-3}$ und $27 \cdot 10^{-3}$ mbar hergestellt. Hierbei ergaben sich mit zunehmender Leistung mittlere Korngrößen zwischen 0,8 µm und 7,9 µm sowie Rauhtiefen zwischen 70 nm und 1 µm. Die gesputterten Schichten sahen anders aus als die spiegelnden aufgedampften Proben, nämlich milchig getrübt bei Leistungen zwischen 50 und 400 W bzw. wie silberfarbener Seidenglanzlack bei 1000 W. Der spezifische Widerstand lag zwischen 3,0 und 3,2 µΩcm, wenn man von den beiden Schichten mit 1 µm Rauhtiefe einmal absieht.

Während sich die bei 50 W bzw. 100 W gesputterten Schichten problemlos strukturieren ließen, traten bei höheren Leistungen

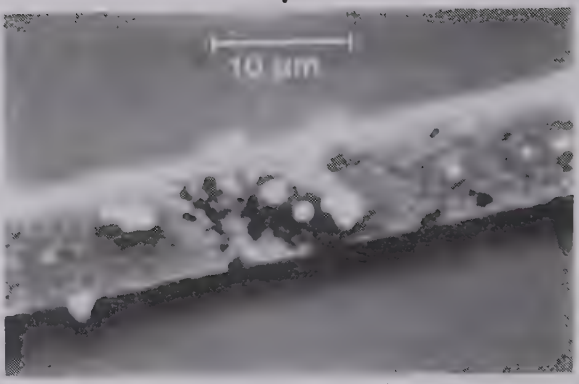
(400 W, 1000 W) Schwierigkeiten auf. Nach dem fotolithografischen Ätzprozeß blieben Aluminiuminseln auf den nicht mit Lack bedeckten Stellen des Substrates stehen (siehe z.B. Abb. 5.14 b, c). Man hätte sie zwar durch eine längere Ätzdauer entfernen können, dabei allerdings unregelmäßig unterätzte Leitbahnen in Kauf nehmen müssen.

Nach den Lebensdauertests war die Lage der Ausfallstelle wie bei den aufgedampften Leitbahnen regellos. Typische Ausfallstellen sind in Abb. 5.14 dargestellt. Die Abhängigkeit der Ausfallzeiten vom Argondruck ist für den Fall N = 100 W in Abb. 5.15 dargestellt. Die mittlere Ausfallzeit dieser Proben liegt bei gleichen Werten wie bei aufgedampften. Wegen der etwas geringeren relativen Streuung $(t_{84} - t_{16})/(2t_{50})$ sind die extrapolierten Zeiten $t_{0,1}$ der kathodenzerstäubten Strukturen zum Teil sogar etwas günstiger.

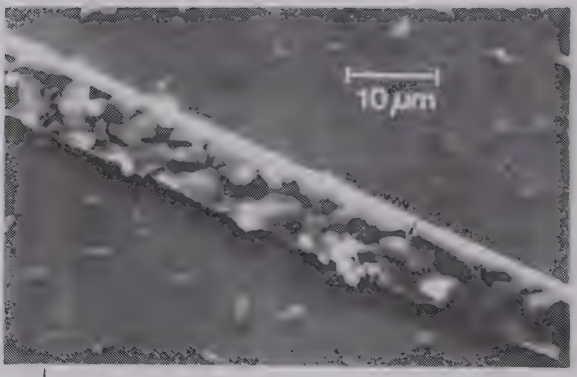
In Abb. 5.15 hat der Druck wie auch bei den übrigen Leistungen nur einen geringen Einfluß auf die Ausfallzeiten, ebenso auf K und R_T (siehe Anhang). Zur Darstellung der Lebensdauerergebnisse in Abhängigkeit von der Leistung N wurden daher die Ausfalldaten $t_{0,1}$, t_{16}, t_{50} und t_{84} bei jeweils konstantem N über den betrachteten Druckbereich gemittelt. Abb. 5.16 zeigt, daß bis zu N = 400 W eine steigende Tendenz der mittleren Ausfallzeit mit zunehmender Leistung besteht. Diese Erhöhung von t_{50} hat jedoch keinen Einfluß auf die Zuverlässigkeit, denn $t_{0,1}$ nimmt mit steigendem N ab. Daneben wurde mit zunehmender Leistung ein Anstieg der mittleren Korngröße und der Rauhtiefe beobachtet. Bei N = 400 W lag beispielsweise R_T zwischen 250 und 350 nm, also zwischen 1/4 und 1/3 der Schichtdicke und ist damit für manche praktische Anwendungen nur bedingt brauchbar.

Katastrophale Schichteigenschaften traten bei der Bedingung N = 1000 W, $p_{Ar} = 26{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar auf (Abb. 5.14 c). Bei diesen extrem unebenen Proben reicht die Oberfläche an einigen Korngrenzentripelpunkten bis zum Substrat herab. Obwohl bei diesen Leitbahnen, deren lokaler Querschnitt stellenweise nur ein Bruchteil von 10 μm^2 beträgt, nur geringe Ausfallzeiten zu erwarten wären, liegt t_{50} bei gleichen Werten wie bei aufgedampften Leit-

a) N = 50 W
$p_{Ar} = 6,7 \cdot 10^{-3}$ mbar



b) N = 1000 W
$p_{Ar} = 6,7 \cdot 10^{-3}$ mbar



c) N = 1000 W
$p_{Ar} = 26,7 \cdot 10^{-3}$ mbar

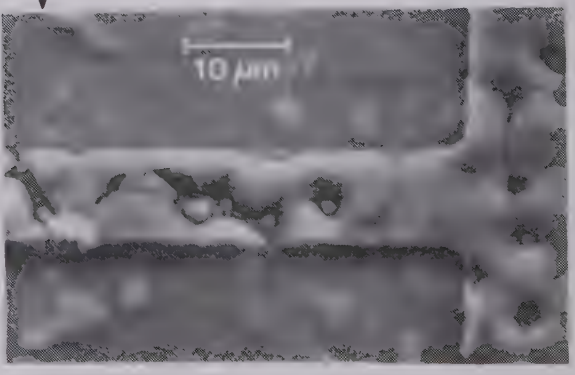


Abb. 5.14 Typische Leitbahnausfälle bei verschiedenen Sputterbedingungen. Die Ausfallstelle ist jeweils durch einen Pfeil markiert. Bei c reicht die Schichtoberfläche stellenweise bis zum Substrat herab.

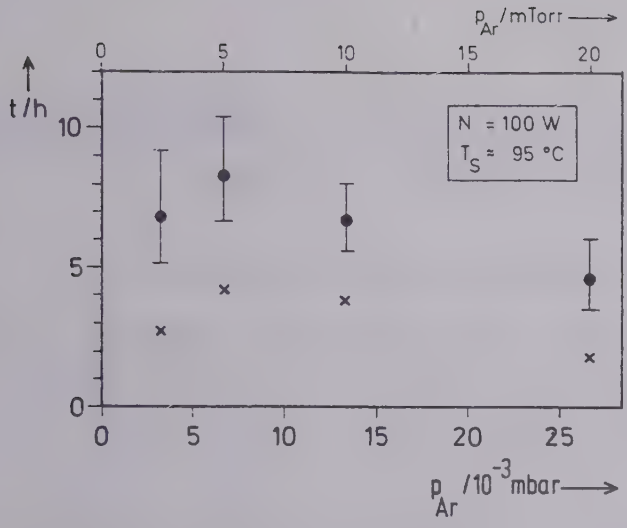


Abb. 5.15 Ausfallzeiten gesputterter Al-Leitbahnen bei N = 100 W und unterschiedlichem Argondruck (T = 200 °C, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

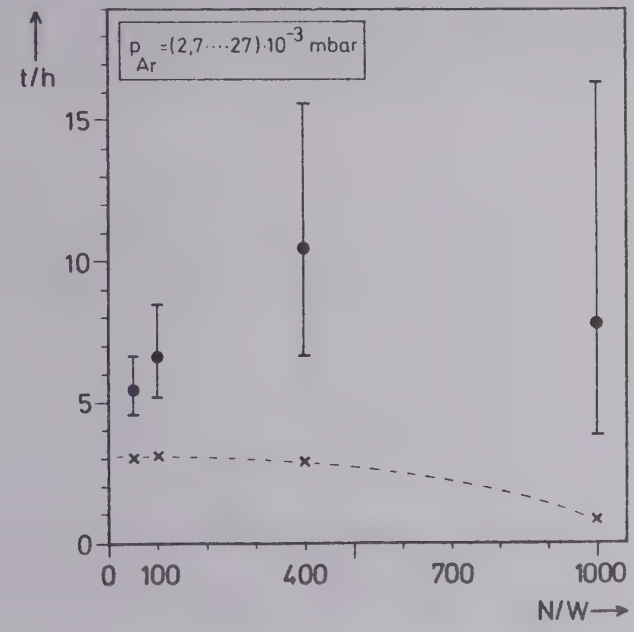


Abb. 5.16 Über den Druckbereich $p_{Ar} = (2{,}7 \cdots 27) \cdot 10^{-3}$ mbar gemittelte Ausfallzeiten $\overline{t_{0,1}}$, $\overline{t_{16}}$, $\overline{t_{50}}$ und $\overline{t_{84}}$ (von unten nach oben) in Abhängigkeit von der Leistung (T = 200 °C, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2).

bahnserien und die Ausfallzeit einiger weniger Streifen sogar noch deutlich darüber. Die Zuverlässigkeit ist jedoch durch die hohe Streuung der Zeiten minimal.

5.3.2 Variation der Substratvorspannung

Um den Einfluß der Substratvorspannung U_{Bias} während des Sputterns auf die Schichteigenschaften zu untersuchen, wurden Schichten bei N = 400 W (r und t_{50} hoch), $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar und Vorspannungen zwischen 0 und 300 V hergestellt. Während die Rauhtiefe der standardmäßig hergestellten Schicht bei 300 nm lag, betrug R_T bei $U_{Bias} = 60$ V 340 nm und variierte bei noch höheren Substratvorspannungen zwischen 500 nm und 630 nm. Die Ergebnisse der Lebensdauertests in Abb. 5.17 zeigen, daß U_{Bias} bis zu etwa 100 V noch keinen großen Einfluß auf die Zuverlässigkeit hat, während sich die Ausfallzeiten bei noch höheren Substratvorspannungen katastrophal verschlechtern.

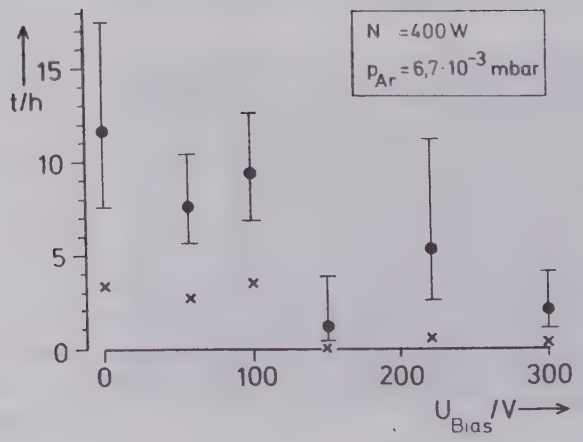


Abb. 5.17 Ausfallzeiten gesputterter Al-Leitbahnen in Abhängigkeit von der Substratvorspannung ($T = 200\ ^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^{6}$ A/cm^2)

5.3.3 Variation der Substrattemperatur

Der Einfluß der Substratkühlung bzw. Substrataufheizung auf die Schichteigenschaften wurde bei verschiedenen Sputterbedingungen untersucht. Die im Tabellenanhang aufgeführten Lebensdauerdaten zeigen jeweils eine ähnliche Tendenz, so daß hier in Abb. 5.18 nur die Ergebnisse für 1000 W, $6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar gezeigt werden sollen. Bei Proben, die beim Sputtern mit Diffusionspumpenöl als Wärmeleitmedium zwischen Substrat und Substrathalter gekühlt wurden, ergab sich mit einer Ausnahme (1000 W, $26 \cdot 10^{-3}$ mbar) eine ähnlich günstige Ausfallstatistik wie bei kalt aufgedampften Leitbahnen, außerdem etwa die gleiche niedrige Rauhtiefe und Korngröße. Dies bedeutet, daß durch Kühlung auch bei 1000 W brauchbare Schichten mit einer geringen Streuung der Ausfallzeiten und einer spiegelnden Oberfläche hergestellt werden können. Für die Praxis ist diese Leistung wegen der höheren Aufwachsrate sogar günstiger, wobei die Herstellung aber wegen der Kühlung eventuell etwas umständlicher sein kann.

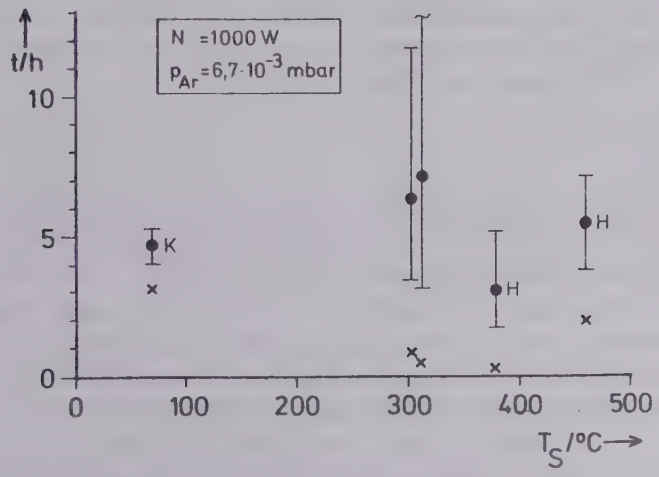


Abb. 5.18 Ausfallzeiten gesputterter Al-Leitbahnen in Abhängigkeit von der Substrattemperatur; K = Kühlung, H = Heizung (T = 200 °C, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

Bei zusätzlicher Probenaufheizung durch Quarzstrahler wurde - anders als beim Aufdampfen - eine Verringerung der mittleren Korngröße und der Rauhtiefe gegenüber der Standardherstellung festgestellt, aber oft auch eine mehr oder minder starke Verringerung der Ausfallzeiten. Erst oberhalb $T_S = 400\ ^{\circ}C$ erreichte $t_{0,1}$ wieder günstigere Werte.

5.3.4 Besprechung der Ergebnisse

Die Variation von Druck und Leistung bei der Schichtherstellung ergab, daß gesputterte Leitbahnen unter geeigneten Herstellungsbedingungen mindestens ebenso zuverlässig sein können wie aufgedampfte. Bei einer falschen Wahl der Herstellungsparameter besteht allerdings auch die Gefahr, extrem unebene und daher unbrauchbare Schichten mit geringer Zuverlässigkeit zu erhalten. Dies trat vor allem bei hohen Substrattemperaturen im Falle höherer Leistung auf, sowie bei hohen Substratvorspannungen.

Die mittlere Korngröße beeinflußt die mittlere Ausfallzeit nur unwesentlich, solange sie deutlich kleiner als die Streifenbreite ist. Die Rauhtiefe hingegen wirkt sich spürbar auf die Streuung der Ausfallzeiten aus, wie Abb. 5.19 zeigt. Ungünstig sind hohe Rauhtiefen, da hierbei die Streuung hoch und somit die Zuverlässigkeit gering ist.

Durch systematische Variation der Herstellungsparameter lassen sich die Eigenschaften aufgedampfter und gesputterter Reinaluminium-Leitbahnen nur in relativ engen Grenzen verbessern (siehe auch Tab. 4.1). Daher müssen andere Maßnahmen ergriffen werden, wenn man die Leitbahnzuverlässigkeit deutlich erhöhen möchte. Sieht man einmal von niedrigeren Stromdichten, Oxidabdeckung, Tempern oder der möglichen Dimensionierungsregel $b_L \cdot l$ ab, kommt hierfür vor allem eine Zugabe von Fremdmaterial zum Aluminium infrage. Dies wird im nächsten Kapitel behandelt. Um die Eigenschaften solcher Leitbahnen mit Reinaluminiumproben zu vergleichen, wurde die bei 700 W und $6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar gesput-

terte Serie mit hoher Zuverlässigkeit ($t_{50} = 8{,}3$ h, $t_{0,1} = 4{,}2$ h) als Referenzprobe verwendet. Von einigen Ti-Al-Schichten abgesehen, wurden alle im folgenden aufgeführten Aluminiumschichten bei dieser Sputterbedingung hergestellt.

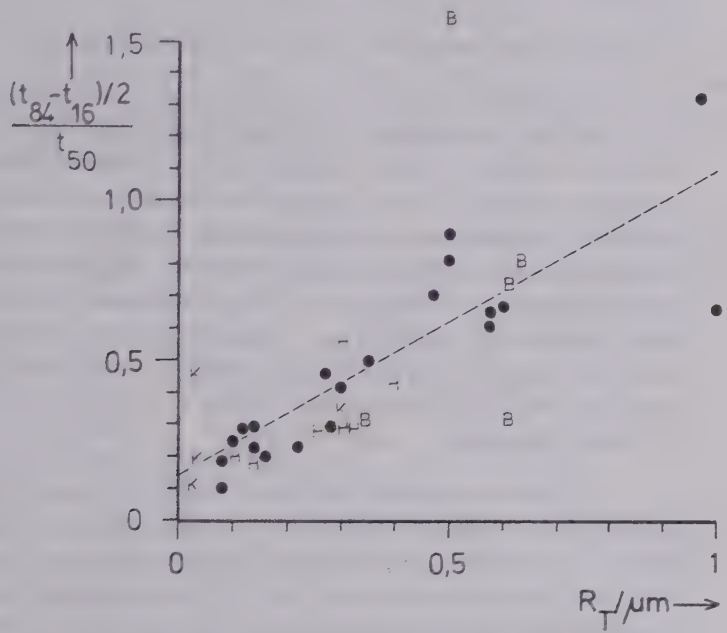


Abb. 5.19 Normierte Streuung der Ausfallzeiten gesputterter Leitbahnen in Abhängigkeit von der Rauhtiefe; ● = Standardherstellung, B = Substratvorspannung, H = zusätzliche Probenaufheizung, K = Probenkühlung beim Sputterprozeß. Die gestrichelte Kurve ist die Ausgleichsgerade durch alle Meßpunkte.

6. AUSFALLVERHALTEN UND MATERIALTRANSPORT BEI GESPUTTERTEN AL-LEITBAHNEN MIT FREMDSTOFFEINBAU

6.1 Gesputterte Al-Leitbahnen mit Ti-Zusatz

6.1.1 Reaktion zwischen Ti und Al beim Tempern

In früheren Arbeiten zeigte sich, daß der Einbau von Fremdstoffen die Lebensdauer von Aluminiumleitbahnen verbessern kann. Für die eigenen Untersuchungen wurde zunächst Titan als Fremdzusatz ausgewählt, da es wegen seiner enorm lebensdauerverlängernden Wirkung im Falle aufgedampfter Strukturen [47, 48] vielversprechend erschien. Es ist bekannt, daß Ti- und Al-Schichten beim Tempern miteinander reagieren und eine intermetallische Verbindung $TiAl_3$ bilden [48, 49]. Der Widerstandsanstieg gegenüber ungetemperten Proben wird hierbei durch den Aluminiumanteil erklärt, der zur Bildung der relativ schlecht leitenden $TiAl_3$-Schicht verbraucht wird.

Die Schichtumwandlung wurde hier an Proben der Schichtenfolge 42 nm Ti - 920 nm Al [N(Ti) = N(Al) = 100 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, r_{Ti} = 6 nm/min, kontinuierlicher Vakuumprozeß] in Abhängigkeit von der Temperzeit t_T bei 420°C untersucht, und zwar durch Messung des Schichtwiderstandes (Vier-Spitzen-Methode) und der Ti-, $TiAl_3$- sowie der Al-Schichtdicken. Zu diesem Zweck wurden nach der Vier-Spitzen-Messung selektiv Stufen in die Gesamtschicht geätzt und der Ätzprozeß jeweils bei Farbumschlag abgebrochen. Die Farbe des niederohmigen Aluminiums ist silberglänzend, die des relativ hochohmigen (ρ = 130...160 $\mu\Omega$cm) $TiAl_3$ bräunlich und die Titanfarbe dunkelsilber. Die Stufenhöhen wurden mit dem Oberflächenprofilmeßplatz ausgewertet und sind zusammen mit $[\rho_{\square}(t_T) - \rho_{\square}(0)]/\rho_{\square}(0)$ in Abb. 6.1 aufgetragen, und zwar gegenüber $\sqrt{t_T}$, weil hier ein diffusionsbegrenzter Prozeß vermutet wird. Für einen solchen Prozeß gilt nämlich

$$d(TiAl_3) \approx \sqrt{t_T}\,, \quad d(Ti) = d(Ti,\ t=0) - \text{const.}\sqrt{t_T}\,, \qquad (6.1)$$

solange die Schichtumwandlung noch nicht abgeschlossen ist. Wenn

hingegen das Titan völlig aufgebraucht ist, erreicht die $TiAl_3$-Schichtdicke einen Sättigungswert und bleibt konstant. Im Rahmen der Fehlergrenzen wird dieses Verhalten nach (6.1) bis zu t_T = 2 h experimentell bestätigt. Ab diesem Zeitpunkt ist die Ti-Restschicht allerdings nicht mehr kontinuierlich, sondern weist Löcher auf, die bis zum Substrat herabreichen. Zwischen 2 und 4 Stunden Temperzeit geht das Verhalten nach (6.1) allmählich in eine Sättigung über, und oberhalb 4 h ist die Schichtumwandlung nahezu abgeschlossen. In diesem Fall wurden nur noch vereinzelte Ti-Inseln beobachtet.

Die erwartete $TiAl_3$-Schichtdicke nach genügend langer Temperzeit läßt sich über das Verhältnis der Schichtdicken abschätzen, die zur Bildung von $TiAl_3$ aufgebraucht werden. Dieses Verhältnis ergibt sich über die Teilchendichten (= Avogadrokonstante mal Dichte durch Atomgewicht) $N_{o,Al} = 6{,}027 \cdot 10^{22}/cm^3$ und $N_{o,Ti} = 5{,}67 \cdot 10^{22}/cm^3$

$$\frac{d(Al \rightarrow TiAl_3)}{d(Ti \rightarrow TiAl_3)} = \frac{3N_{o,Al}}{N_{o,Ti}} = 3{,}19 \qquad (6.2)$$

Die ursprünglich 42 nm dicke Ti-Schicht bildet daher oberhalb von ca. 4 h Temperzeit bei 420°C mit einem 3,19·42 nm = 134 nm dicken Anteil der Al-Schicht eine intermetallische Verbindung, so daß insgesamt 176 nm der ursprünglichen Schichtdicke umgewandelt werden. Da sich die Gesamtschichtdicke durchs Tempern kaum meßbar ändert, wird daher eine etwa 176 nm dicke $TiAl_3$-Schicht erwartet und auch experimentell im Rahmen der Fehlergrenzen nachgewiesen (Abb. 6.1).

Der Anstieg des Schichtwiderstandes mit zunehmender Temperzeit ergibt sich aus der Abnahme der Aluminiumdicke $d(t_T)$ gegenüber einer ungetemperten Probe

$$\frac{\rho_{\square}(t_T) - \rho_{\square}(0)}{\rho_{\square}(0)} = \frac{1/d(t_T) - 1/d(0)}{1/d(0)} \qquad (6.3)$$

Der in Abb. 6.1 dargestellte Kurvenverlauf für $\Delta\rho_{\square}/\rho_{\square}(0)$ wurde mit dieser Gleichung über die Ausgleichskurve zwischen der

$TiAl_3$- und der Al-Phase (Abb. 6.1) ermittelt. Sie erklärt näherungsweise den experimentell ermittelten Schichtwiderstandsanstieg, für den im Sättigungsbereich über Gl. (6.3) mit $d(t_T \geq 4\ h) = 920\ nm - 3{,}19 \cdot 42\ nm$ ein Wert von 17% zu erwarten war. Die eigenen Messungen bestätigen also die von [48, 49] beschriebene $TiAl_3$-Wachstumskinetik, die dort nur mit Schichtwiderstandsmessungen untersucht wurde.

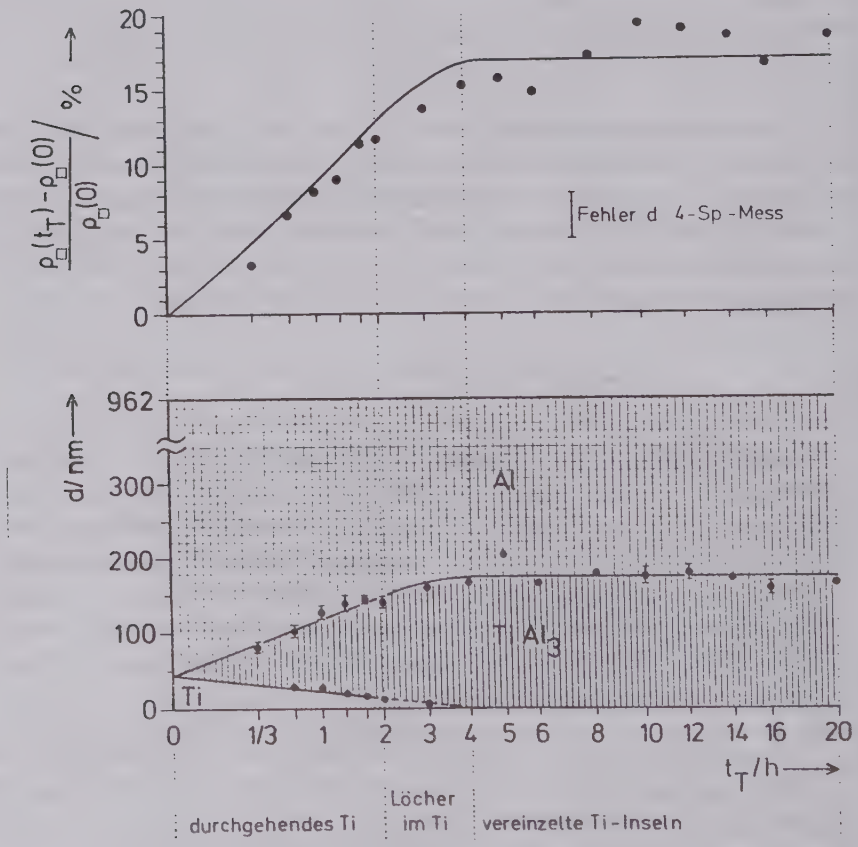


Abb. 6.1 Schichtumwandlung des $TiAl_3$ beim Tempern (420°C) einer 962 nm dicken 42 nm Ti - 920 nm Al - Schichtenfolge (unten) sowie der relative Schichtwiderstandsanstieg (oben), aufgetragen gegenüber der Temperzeit t_T im wurzelförmigen Maßstab. Die durchgezogene Kurve im oberen Diagramm ergibt sich aus der Umrechnung der Al-Restdicke (unten) über Gl. (6.3).

Als Temperzeit für Strukturen mit Titanschichteinbau wurde in der vorliegenden Arbeit willkürlich t_T = 2 h bei 420°C gewählt. Bei dieser Temperzeit ist die Schichtumwandlung - gemessen über den Schichtwiderstandsanstieg - bei Ti-Al-Strukturen zu ca. 75% und bei Al-Ti-Al-Strukturen zu 80 bis 95% abgeschlossen. Eine Ausdiffusion von Ti ins Aluminium spielt insgesamt nur eine untergeordnete Rolle, da die Löslichkeit von Ti in Al mit 0,07 Gewichtsprozent bei 400°C [50] gering ist. Falls aber der geringe Ti-Anteil vorwiegend über Korngrenzen ins Al diffundiert, könnte man damit die ungleichmäßige Umwandlung der ansonsten sehr homogenen Ti-Schicht erklären, z.B. die Löcher in der 12 nm dicken Ti-Schicht nach 2 h Temperzeit.

6.1.2 Schichtenfolge Ti-Al

Schichten der Folge 40 nm Ti (unten) - 1 µm Al (oben) wurden bei verschiedenen Al-Sputterleistungen hergestellt [N(Ti) = 100 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar]. Die Proben wurden jeweils mit einer Ausnahme in einem kontinuierlichen Vakuumprozeß aufgestäubt und ebenfalls mit einer Ausnahme nicht getempert. Sämtliche kontinuierlich hergestellten Ti-Al-Schichten wiesen eine wesentlich bessere Oberflächenebenheit und Homogenität auf als Aluminium auf SiO_2- oder TiN-Unterlage. Bei N(Al) = 100 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar betrug die Rauhtiefe beispielsweise für Al auf SiO_2 200 nm und für die entsprechende Ti-Al-Schicht nur 12 nm! Die Struktur des Aluminiums hängt also von der Substratunterlage ab, wobei allerdings zwischen TiN- und SiO_2-Unterlage keine nennenswerten Unterschiede beobachtet wurden.

Bei N(Al) = 100 W und 400 W (kontinuierl. Vak.) wurde noch keine $TiAl_3$-Bildung durch den Sputterprozeß festgestellt ($\rho \simeq$ 3,0 µΩcm). Die Titanschicht wirkt sich bei diesen ungetemperten Proben nicht nur positiv auf die Homogenität der Aluminiumstruktur aus, sonder erhöht hierdurch auch deutlich die Leitbahnzuverlässigkeit (Abb. 6.2). Außerdem verringert sich bei der günstigen Kornstruktur die Driftgeschwindigkeit um mehr als eine Größenordnung (Tab. 6.1), so daß diese ungetemperten Ti-Al-Leitbahnen deutliche Vorteile aufweisen. Hier tritt zwar ansatzweise

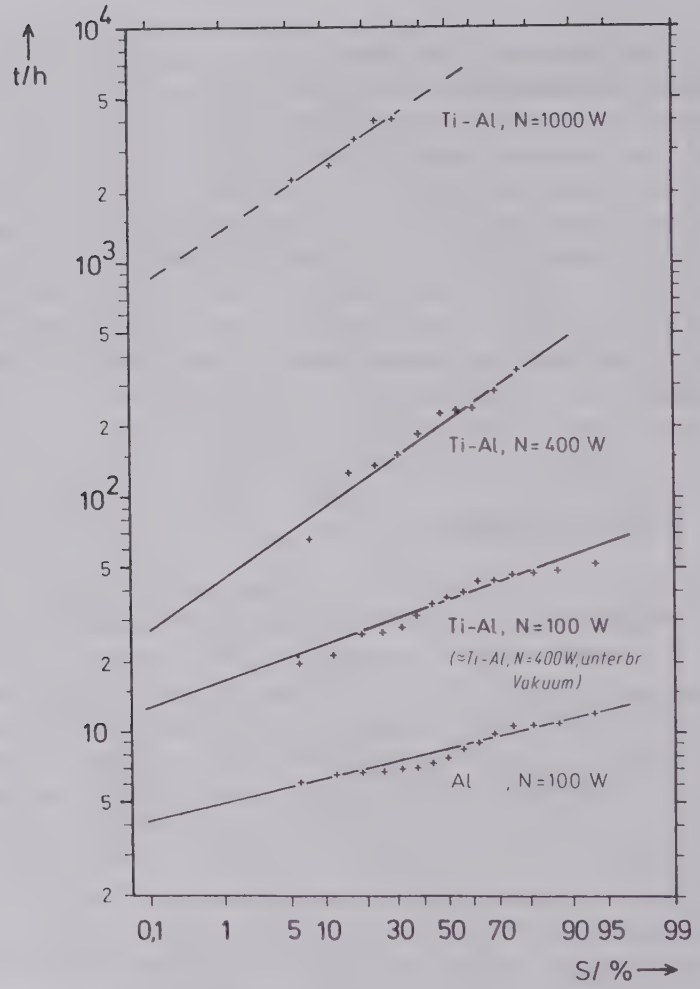


Abb. 6.2 Ausfallzeiten ungetemperter (40 nm Ti)-(1 µm Al)-Strukturen, in logarithmisch-normaler Auftragung. ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

Tabelle 6.1 Driftgeschwindigkeit v und abgeschätzter Schwellenwert $j_c \cdot l$ bei Al-Ti ($T = 200^{\circ}C$, $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2)

Probe	v/cms^{-1}	$j_c \cdot l$/Acm^{-1}
42 nm Ti - 920 nm Al, N(Al) = 100 W	$(1{,}25 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-10}$	440 < " < 650
dgl. 2 h 420°C getempert	$(1{,}5 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-9}$	660 < " < 1000
Al-Referenzprobe	$3 \cdot 10^{-9}$	400 < " < 510
dgl. 1 h 420°C getempert	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$	440 < " < 610

ein Kristallitwachstum während der Lebensdauertests auf (Abb. 6.3), das allerdings nicht so ausgeprägt ist wie bei den später beschriebenen ungetemperten Al-Ti-Al-Streifen (Abb. 6.5).

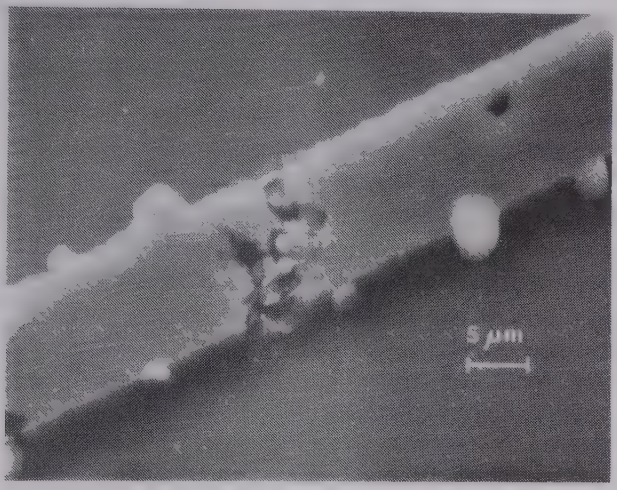


Abb. 6.3 Ausfallstelle und Ansätze von Kristallitwachstum an einer ungetemperten Ti-Al-Struktur (N(Al) = 100 W, T = 200°C, j = $2 \cdot 10^6$ A/cm^2)

Bei einer einzigen Schichtenfolge (N(Al) = 400 W) wurde der Vakuumprozeß durch Belüften des Rezipienten nach dem Sputtern der Ti-Schicht unterbrochen ($\rho \simeq 3{,}0$ µΩcm). Dies machte den Effekt der besseren Schichthomogenität zunichte, denn R_T betrug etwa wie bei entsprechendem Al auf SiO_2 280 nm. Auch die Ausfallzeiten verschlechterten sich gegenüber dem kontinuierlichen Vakuumprozeß, lagen aber über den Werten von Al auf SiO_2 (Abb. 6.2).

Die bei N(Al) = 1000 W gesputterte Schichtenfolge zeigte sowohl durch ihr Ätzverhalten als auch durch die Widerstandserhöhung von etwa 20% gegenüber den bisher beschriebenen Proben an, daß sich Ti während des Sputterns vollständig in $TiAl_3$ umgewandelt hatte. Bei dieser Probenserie wurde neben der enormen Erhöhung der Ausfallzeiten (Abb. 6.2) allerdings eine sehr starke Streifendeformation unter Strombelastung durch Whiskerbildung festgestellt. Diese Deformation ist vergleichbar mit den in Abschnitt 6.1.3 beschriebenen getemperten Al-Ti-Al-Strukturen (Abb. 6.6), so daß diese Proben u.a. wegen der Ge-

fahr von Kurzschlüssen nicht für die Praxis brauchbar sind.

Ähnliche Ausfallzeiten werden bei der getemperten (2 h, 420°C) Ti-Al-Probenserie mit N(Al) = 100 W erwartet. Hierbei war nach 2300 h Testzeit noch keine der 16 Leitbahnen ausgefallen. Allerdings trat in der anodenseitigen Streifenhälfte eine ähnlich starke Streifendeformation auf wie bei der zuvor beschriebenen Probenserie. Die Driftlänge war im untersuchten Bereich zwischen 0 und 7 µm proportional zur Testzeit, so daß auch hier die Angabe der Al-Driftgeschwindigkeit sinnvoll ist ($TiAl_3$ driftet nicht). Die Driftgeschwindigkeit lag hier trotz der sehr hohen Streifenlebensdauern um eine Größenordnung höher als bei der ungetemperten Ti-Al-Schicht (Tab. 6.1), so daß sich die $TiAl_3$-Verbindung für die Bildung von Löchern und Durchtrennungen zwar hemmend, für den Materialtransport selbst jedoch beschleunigend auswirkt.

6.1.3 Schichtenfolge Al-Ti-Al

Howard, White und Ho berichteten über die Ausfalleigenschaften von (Al + 4% Cu) - Ti - (Al + 4% Cu) - Schichten, die in einem kontinuierlichen Vakuumprozeß aufgedampft wurden [48]. Ungetemperte Streifen dieser Schichtstruktur zeigten eine 2,5 mal höhere mittlere Ausfallzeit gegenüber einer (Al + 4% Cu)-Vergleichsprobe, während getemperte (2 h 400°C) Proben 10 bis 50 mal höhere mittlere Ausfallzeiten als (Al + 4% Cu) bzw. 50- bis 600fach höhere t_{50} als Reinaluminium aufwiesen.

Eigene Untersuchungen wurden an 0,8 µm bis 1 µm dicken Al-Ti-Al-Strukturen durchgeführt, wobei die Dicke der Ti-Mittelschicht zwischen 8 nm und 50 nm variiert wurde. Die verschiedenen Proben wurden bei N = 100 W und $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar jeweils in einem kontinuierlichen Vakuumprozeß gesputtert (K = 0,8···1 µ R_T = 60···90 nm, r(Ti) = 4,3 nm/min) und ein Teil der strukturierten Leitbahnen anschließend getempert (2 h, 420°C, N_2). Eine getemperte Al-Ti-Al-Serie wurde zusätzlich mit 1 µm gesputtertem Oxid abgedeckt (SiO_2-Target).

Da die Lebensdauerergebnisse der unterschiedlichen Proben jeweils ähnlich sind, werden in Abb. 6.4 der Übersichtlichkeit halber nur typische Resultate aufgeführt. Die Ergebnisse der übrigen Proben finden sich im Anhang.

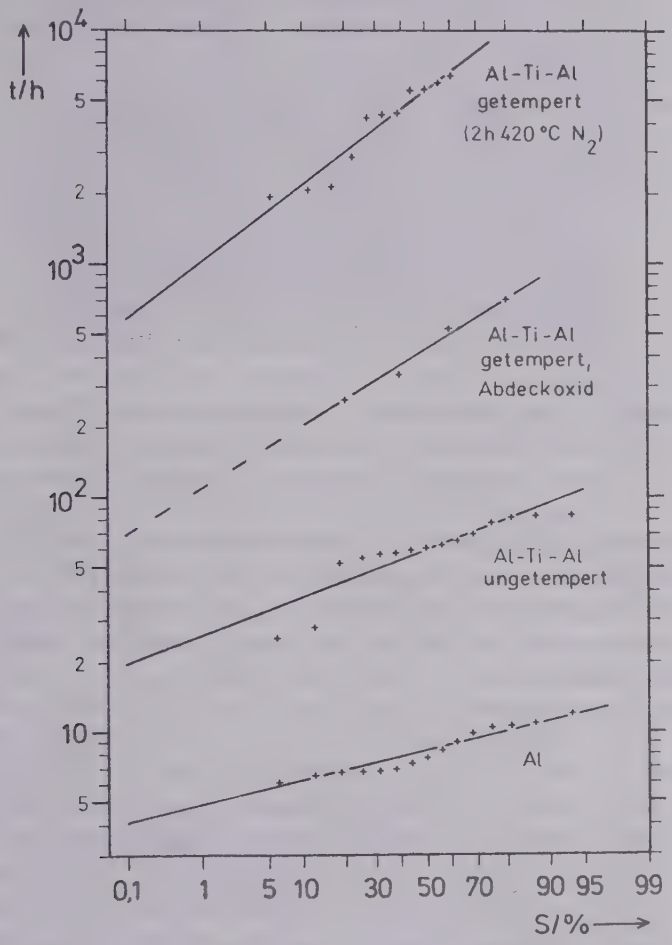


Abb. 6.4 Ausfallzeiten von (440 nm Al - 48 nm Ti - 440 nm Al)- Strukturen in logarithmisch-normaler Auftragung. Die dargestellten Zeiten sind typisch für ungetemperte Al-Ti-Al-Leitbahnen mit Ti-Dicken zwischen 8 nm und 50 nm bzw. für getemperte Leitbahnen mit Ti-Dicken zwischen 30 und 50 nm. ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2, $N = 100$ W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar)

Tabelle 6.2 Driftgeschwindigkeit v und abgeschätzter Schwellenwert $j_c \cdot l$ bei Al-Ti-Al-Strukturen ($T = 200^{\circ}C$, $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2)

Probe	v/cms^{-1}	$j_c \cdot l$/Acm^{-2}
480 nm Al - 30 nm Ti - 480 nm Al	$(2,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$	370 < " < 610
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	$(4 \pm 1,1) \cdot 10^{-9}$	920 < " <1300
440 nm Al - 48 nm Ti - 440 nm Al	$(3 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$	470 < " <1370
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	$(6 \pm 2,5) \cdot 10^{-9}$	650 < " <1870
Al-Referenzprobe	$3 \cdot 10^{-9}$	400 < " < 510
dgl. 1 h 420°C N_2 getempert	$1,4 \cdot 10^{-9}$	440 < " < 610

Die ungetemperten Al-Ti-Al-Leitbahnserien weisen 7- bis 14mal höhere Werte für t_{50} bzw. 5- bis 10fach höhere Werte für $t_{0,1}$ auf als Reinalu. Die höheren Ausfallzeiten lassen sich durch den redundanten Aufbau der Struktur erklären. Durch die Ti-Zwischenschicht können die beiden Al-Schichten unabhängig voneinander aufgebracht werden, so daß die lokale Lage von Strukturinhomogenitäten in der oberen Streifenhälfte nicht von Schwachstellen der unteren Hälfte abhängt. Lokale Unterbrechungen in den einzelnen Schichten durch Materialstromdivergenzen führen daher zunächst noch nicht zur Leitbahndurchtrennung, da die noch intakte Schichthälfte den Strom übernimmt. Erst wenn sich zwei Ausfallstellen überlappen, fällt die Leitbahn aus.

ρ liegt bei diesen ungetemperten Streifen zwischen 3 µΩcm und mit zunehmendem Ti-Anteil 3,4 µΩcm. v und $j_c \cdot l$ weisen ähnliche Werte auf wie Reinaluminium (Tab. 6.2). Nachteilig bei diesen Strukturen sind allerdings - unabhängig vom Titangehalt - lokale stiftförmige Auswüchse (Abb. 6.5), die in der Praxis eventuell zur Zerstörung des Abdeckoxids und zu Kurzschlüssen führen können. Dieser Effekt trat ebenso bei Al-Ti-Al-Ti-Al- und Ti-Al-Ti-Al-Leitbahnen (siehe Anhang) auf.

Bei getemperten Al-Ti-Al-Proben mit einer 8 bzw. 16 nm dünnen Ti-Zwischenschicht wurde eine Verschlechterung der Zuverlässigkeit gegenüber ungetemperten Al-Ti-Al-Strukturen festgestellt.

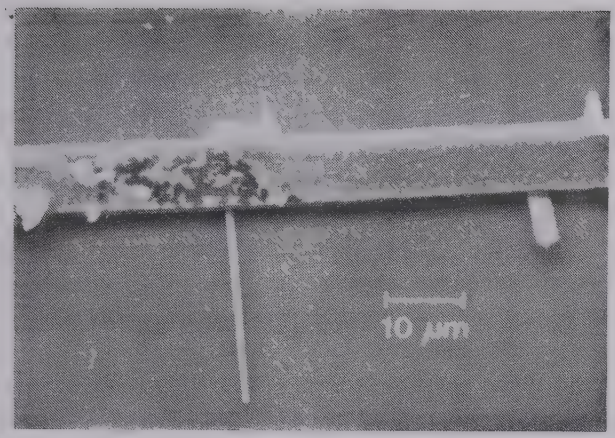


Abb. 6.5 Ungetemperte (370 nm Al - 50 nm Ti - 370 nm Al) - Leitbahn nach dem Lebensdauertest. Die Auswüchse (Whisker) sind typisch für titanhaltige Leitbahnen und die relativ großflächige Ausfallstelle typisch für Dreischicht-Strukturen.

Eine enorme Erhöhung der Ausfallzeiten um bis zu 3 Größenordnungen gegenüber Reinaluminium ergab sich hingegen bei den getemperten Al-Ti-Al-Leitbahnen mit genügend hohem Ti-Anteil, nämlich 30, 48 und 50 nm Ti. Der Widerstandsanstieg durch den Temperprozeß liegt mit 16, 20 bzw. 32% etwas höher, als nach dem Aluminiumverbrauch für die Bildung der intermetallischen Verbindung $TiAl_3$ zu erwarten wäre (11, 20 bzw. 28%). Obwohl diese Proben eine bis zu tausendmal höhere mittlere Ausfallzeit als die Reinalu-Vergleichsprobe haben (Abb. 6.4), sind sie aus folgenden Gründen für die Praxis unbrauchbar:

Im Gegensatz zu nicht strombelasteten Leitbahnen trat während der Lebensdauertests ein sehr starkes Hügel- und Whiskerwachstum auf (Abb. 6.6). Es entstand zunächst am positiven Leitbahnende bzw. Kontaktfleck und breitete sich mit zunehmender Testzeit immer weiter aus, nach 1000 h bei $2 \cdot 10^6$ A/cm^2 und 200°C bis über das negative Leitbahnenede hinaus. Auf dem negativen Kontaktfleck wurden hierbei zahlreiche poröse Stellen festgestellt. (Über die enorme Streifendeformation liegen in [48] keine Aussagen vor; dort betrug der Leitbahnquer-

schnitt 1·1,5 μm^2 und die Dicke des verwendeten Abdeckoxids 2 µm.)

- Bei einer mit SiO_2 abgedeckten Probenserie wurde das Oxid nach wenigen hundert Stunden durchbrochen und abgehoben, und zwar durch die Materialanhäufung am positiven Streifenende. Die hier auftretenden Leitbahnausfälle hatten eine Verschlechterung der Ausfallzeiten um mehr als eine Größenordnung zur Folge (Abb. 6.4).
- Der Streifenwiderstand nahm während der ersten tausend Betriebsstunden laufend ab, z.B. bei der Probe mit ursprünglich 50 nm dicker Ti-Zwischenschicht um über 40%.
- Die Driftgeschwindigkeit ist deutlich höher als bei getempertem Reinaluminium (Tab. 6.2), so daß sich $TiAl_3$-Einbau nicht diffusionshemmend, sondern im Gegenteil diffusionsbeschleunigend auswirkt. Dies hätte in einer integrierten Schaltung zur Folge, daß an den kathodenseitigen Leitbahnenden mehr Material abtransportiert wird.

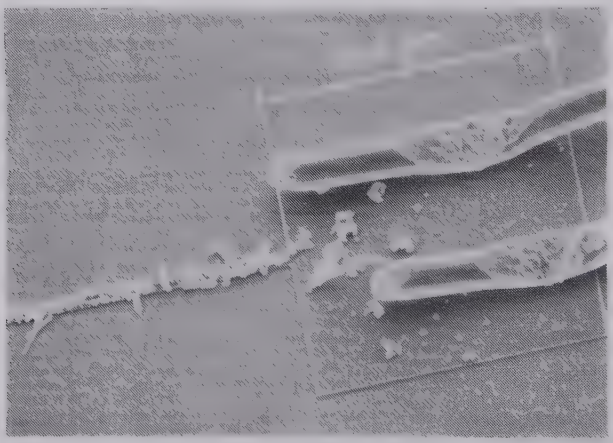


Abb. 6.6 Getemperte (370 nm Al - 50 nm Ti - 370 nm Al) - Leitbahn nach 2000 h Testdauer (T = 200°C, j = $2 \cdot 10^6$ A/cm^2); die Probe ist noch nicht ausgefallen. Rechts im Bild der 200 x 300 μm^2 große positive Kontaktfleck mit zwei Bonddrähten

6.2 Gesputterte Al-TiN-Al-Strukturen

Die Untersuchungen an ungetemperten Al-Ti-Al-Strukturen zeigten, daß der Aufbau einer redundanten Schicht zu einer Erhöhung der Ausfallzeiten um etwa eine Größenordnung führen kann. Für praktische Anwendungen ungeeignet erwiesen sich allerdings getemperte Al-Ti-Al-Leitbahnen, vor allem wegen der enormen Whiskerbildung bei Strombelastung sowie wegen der erhöhten Driftgeschwindigkeit. Um diese Nachteile zu vermeiden, wurde hier ein anderes Material für die Zwischenschicht verwendet, nämlich reaktiv gesputtertes TiN mit einer Dicke von 50 nm.

Folgende Schichtenfolgen wurden hergestellt: 1) 500 nm Al - 50 nm TiN - 500 nm Al ohne Unterbrechung des Vakuumprozesses und 2) 440 nm Al - 50 nm TiN - 440 nm Al mit Unterbrechung des Vakuums durch Belüften der Sputteranlage vor und nach dem Sputtern der Zwischenschicht. Ein Teil der strukturierten Leitbahnen wurde 2 Stunden lang bei 420°C in N_2 getempert. Hierbei ergab sich ein Widerstandsanstieg von etwa 3,5% gegenüber den ungetemperten Proben, deren spezifischer Widerstand bei 3,3 µΩcm liegt. Die Rauhtiefe der untersuchten Schichten betrug zwischen 110 und 140 nm und die mittlere Korngröße zwischen 0,8 und 1,2 µm.

Die Ergebnisse der Lebensdauertests sind in Abb. 6.7 dargestellt. Analog zu ungetempertem Al-Ti-Al zeigten die im kontinuierlichen Vakuumprozeß hergestellten Proben eine Erhöhung der Zuverlässigkeit um etwa eine Größenordnung, und Tempern führte zu einer zusätzlichen knappen Verdopplung der Ausfallzeiten. Bei diesen Proben sind keine Whisker festzustellen, wohl aber Hügel in Verbindung mit relativ großflächigen Ausfallstellen.

Durch Unterbrechung des Vakuums erhält man nur eine leichte Erhöhung der Ausfallzeiten gegenüber Reinaluminium, jedoch Whiskerbildung wie bei den ungetemperten Al-Ti-Al-Leitbahnen, so daß diese Probenserie im Gegensatz zur oben beschriebenen unbrauchbar ist.

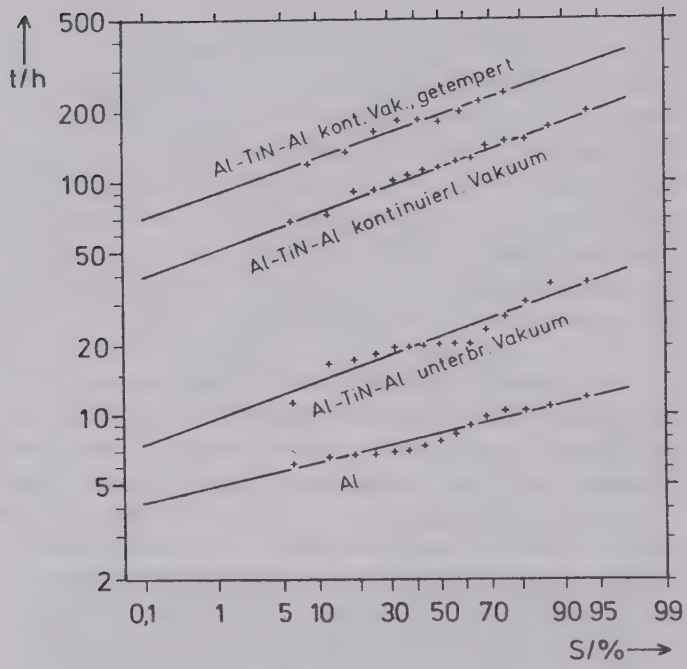


Abb. 6.7 Ausfallzeiten von Al-TiN-Al-Strukturen in logarithmisch-normaler Darstellung ($T = 200^{\circ}C$, $j = 2 \cdot 10^{6}$ A/cm^2)

Tabelle 6.3 Driftgeschwindigkeit v und abgeschätzter Schwellenwert $j_c \cdot l$ von Al-TiN-Al-Strukturen ($T = 200^{\circ}C$, $j = 4 \cdot 10^{5}$ A/cm^2)

Probe	v/cms^{-1}	$j_c \cdot l$/Acm^{-1}
Al-TiN-Al kontinuierl. Vakuum	$(2{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-9}$	560 < " < 970
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	$(1{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-9}$	620 < " < 1020
Al-TiN-Al unterbrochenes Vakuum	$(2{,}3 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-9}$	620 < " < 1060
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	$(1{,}2 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-9}$	550 < " < 1000
Al-Vergleichsprobe	$3 \cdot 10^{-9}$	400 < " < 510
dgl. 1 h 420°C N_2 getempert	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$	440 < " < 610

Abb. 6.8 zeigt ein Beispiel für die negative gedriftete Front einer Al-TiN-Al-Struktur. Wie bei Ti- bzw. $TiAl_3$-Zwischenschichten bleibt auch hier die Mittelschicht erhalten, während die obere und die untere Al-Schicht driften. v und $j_c \cdot l$ liegen bei ähnlichen Werten wie im Falle von Reinaluminium (Tabelle 6.3).

Da bei kontinuierlich hergestellten Al-TiN-Al-Streifen keine Whiskerbildung auftritt und der Materialtransport durch Tempern nicht erhöht, sondern vermindert wird, ist TiN als Zwischenschicht für eine redundante Struktur wesentlich besser geeignet als Titan. Deshalb wird dieses Material auch in die folgenden Überlegungen über kupferhaltiges Aluminium mit einbezogen.

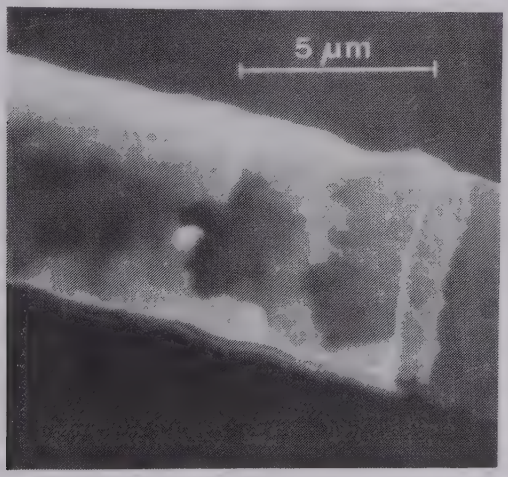


Abb. 6.8 Gedriftete negative Front einer Al-TiN-Al-Struktur (unterbrochenes Vakuum, nicht getempert). Durch Kontrast ist auch die Drift der unteren Schicht zu erkennen. Durch Unterätzen beim 2. Maskenprozeß steht die TiN-Zwischenschicht am Leitbahnende über.
($T = 200^{\circ}C$, $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2, t = 64 h)

6.3 Gesputtertes Al mit Kupferzusatz

Seit etwa einem Jahrzehnt ist bekannt, daß die Zugabe von Kupfer die Leitbahnlebensdauer erhöht. Beispielsweise konnten die Ausfallzeiten bei einem Kupferanteil von ca. 4 Gewichtsprozent etwa um eine Größenordnung gegenüber Reinaluminium verbessert werden [6,43,48,51,52]. In der Praxis haben sich diese Schichten jedoch nicht durchgesetzt, da bei diesem relativ hohen Kupfergehalt auch Nachteile auftraten (höherer spezifischer Widerstand und schlechtere Strukturierbarkeit). Daher wird in neueren Untersuchungen ein geringerer Prozentsatz Kupfer angewendet [z.B. 53], wobei der Effekt der Lebensdauererhöhung allerdings nicht mehr so ausgeprägt ist.

Eigene Untersuchungen wurden an Aluminiumleitbahnen mit 1 bzw. 2 Gew.-% Kupferanteil durchgeführt. Als Targetmaterial zur Schichtherstellung diente hierbei Aluminium mit einem entsprechenden Prozentsatz Kupfer. Der spezifische Widerstand ρ der ungetemperten Schichten lag zwischen 3,1 und 3,16 $\mu\Omega$cm. Temperversuche bei 420 ^{o}C in N_2 ergaben, daß ρ in den ersten 20 Minuten des Temperprozesses um ca. 9 % bei 1%-igem Kupferanteil bzw. um ca. 16 % bei 2 % Cu anstieg und bei noch längeren Temperzeiten konstant blieb.

Die Ergebnisse der Lebensdauertests, die an ungetemperten und an 20 Minuten lang getemperten Leitbahnen durchgeführt wurden, sind in Abb. 6.9 dargestellt. Bei den Untersuchungen ergab sich eine Erhöhung der mittleren Ausfallzeit um das etwa 5- bis 18fache gegenüber der ungetemperten Reinaluminium-Referenzserie. Diese Lebensdauererhöhung ist trotz des niegrigeren Kupfergehaltes vergleichbar mit den bekannten Ergebnissen für Schichten, die aus einer kupferhaltigen Quelle aufgedampft wurden ([48],4 Gew.-% Cu). Vergleicht man jedoch getemperte Proben miteinander, liegt t_{50} bei Al + 1 % Cu nur noch knapp dreimal höher bzw. bei Al + 2 % Cu etwa fünfmal höher als bei entsprechend getempertem Reinaluminium (siehe hierzu Abb. 5.11). Die Ausfallzeiten getemperter Al + Cu-Leitbahnen sind hier geringer als bei ungetempertem Al + Cu. Die Form der Ausfallstellen ist ähnlich wie bei Reinaluminium.

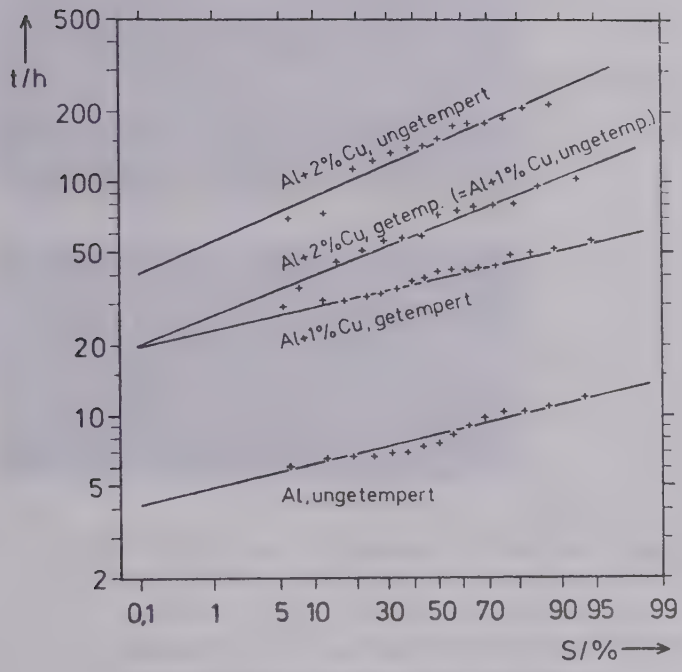


Abb. 6.9 Ausfallzeiten kupferhaltiger Leitbahnen in logarithmisch-normaler Darstellung. Temperbedingungen: 20 min, 420 °C, N_2. ($T = 200$ °C, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2).

Bei der Untersuchung des Materialtransports ist zu berücksichtigen, daß nicht nur das Aluminium, sondern auch der Kupferanteil unter dem Einfluß der Elektrodiffusion driftet [54]. Die auf den Leitbahnquerschnitt bezogene Driftgeschwindigkeit des Kupfers v_{Cu} wurde mit einer Mikrosonde über die Cu-K_α-Röntgenverteilung der getesteten Proben ermittelt. Abb. 6.10 zeigt ein Beispiel zur Ermittlung der Kupfer-Driftlänge $l_{d,Cu}$. In diesem Beispiel wurde für ungetempertes Al + 2 % Cu nach 472 h bei $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und 200 °C eine Kupferverarmung durch den Materialtransport festgestellt, und zwar auf einer Länge von 30 µm im Bereich des kathodenseitigen Leitbahnendes. Unter der Annahme, daß kein

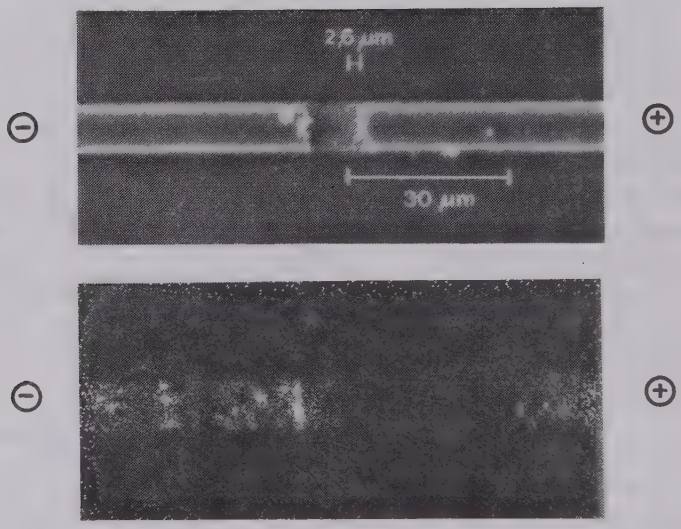


Abb. 6.10 Beipiel zur Bestimmung der Kupfer-Driftlänge $l_{d,Cu}$ mit der Mikrosonde. Das obere Bild zeigt die gedriftete Teststruktur (V 2, s. Abb. 4.1) mit $l_d = 2{,}6$ µm und das untere die zugehörige Cu-K_α-Röntgenverteilung. Hier ist im Bereich des kathodenseitigen Streifenanfangs eine Kupferverarmung auf einer Länge von $l_{d,Cu} = 30$ µm zu erkennen, auf dem übrigen Teil des Streifens eine inhomogene Cu-Verteilung und eine Cu-Anreicherung am positiven Streifenende.
(ungetempertes Al + 2 % Cu, 472 h bei $4 \cdot 10^5$ A/cm^2 und 200 °C).

Kupfer mehr in diesem Bereich vorkommt, ist $v_{Cu} = 1{,}8 \cdot 10^{-9}$ cm/s. Weitere Ergebnisse für unterschiedlich hergestellte Probenserien sind in Tabelle 6.4 aufgeführt und liegen bei ähnlichen Werten wie bei Blech ([54], $v_{Cu} = 1{,}7 \cdot 10^{-9}$ cm/s bei Al + 4,5 % Cu, 200 °C und $4 \cdot 10^5$ A/cm^2). Daneben zeigten die Untersuchungen mit der Mikrosonde, daß die Kupferverteilung gedrifteter Streifen im Gegensatz zu ungetesteten Leitbahnen lokale Inhomogenitäten aufweist (Abb. 6.10).

Der Materialtransport wird durch den Einbau von Kupfer stark herabgesetzt. Solange der Kupferanteil die Korngrenzen im Bereich des kathodenseitigen Leitbahnendes blockiert, ist die

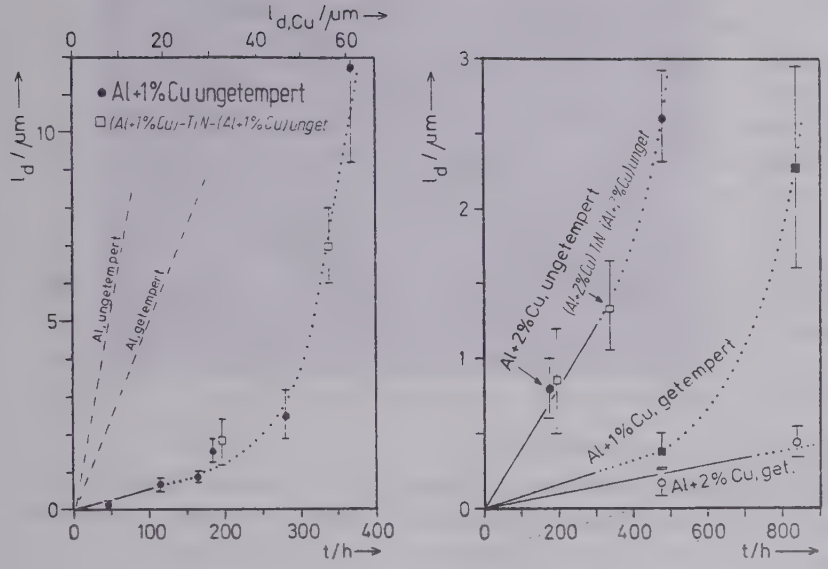


Abb. 6.11 Driftlänge l_d des Aluminiums in Abhängigkeit von der Testzeit t (bei 200 °C und $4 \cdot 10^5$ A/cm^2). Für Cu-Driftlängen oberhalb $l_{d,Cu} = 20$ µm sind die Kurven gepunktet eingetragen. Für ungetempertes Al + 1 % Cu ist außerdem die Abhängigkeit der Al-Driftlänge von der Driftlänge $l_{d,Cu}$ des Kupfers dargestellt.

Driftgeschwindigkeit des Aluminiums wesentlich geringer als bei Reinaluminium-Leitbahnen (Abb. 6.11 und Tab. 6.4), und zwar bei ungetemperten Proben um eine bzw. bei getemperten Proben um bis zu zwei Größenordnungen. Die Aluminiumgeschwindigkeit kann sich allerdings erhöhen, wenn das Kupfer genügend weit unter dem Einfluß der Elektrodiffusion gedriftet ist und somit eine genügend lange kupferarme bzw. -freie Zone am negativen Leitbahnende entsteht. Dies bedeutet aber, daß die Al-Driftlänge l_d nicht mehr über den gesamten Zeitbereich proportional zu t ist, sondern vielmehr von der Driftlänge $l_{d,Cu}$ des Kupfers abhängt (Abb. 6.11). Eine Proportionalität zwischen l_d und t wurde hier nur für Cu-Driftlängen unterhalb von ca. 20 µm festgestellt.

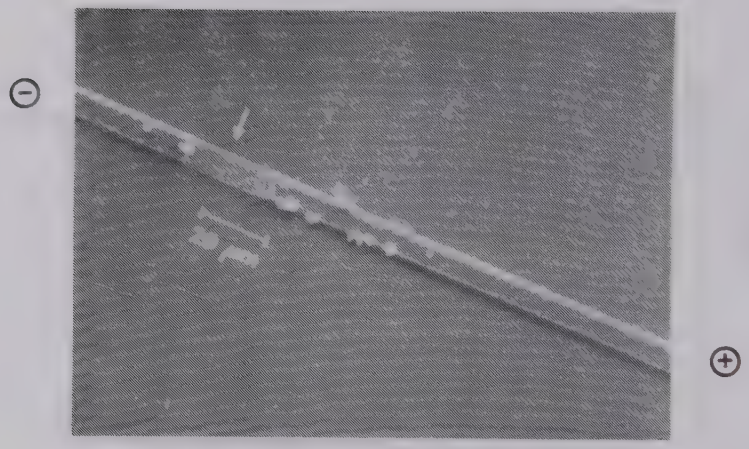


Abb. 6.12 Gedriftete Teststruktur (Al + 1 % Cu, ungetempert) nach 370 h Testdauer (200 °C, $4 \cdot 10^5$ A/cm^2, $l_d = 14$ µm). Der Pfeil kennzeichnet die ursprüngliche Lage der Streifenfront.

Tab. 6.4 Driftgeschwindigkeit v_{Cu} des Kupfers, Driftgeschwindigkeit $v(l_{d,Cu} < 20\ \mu m)$ des Aluminiums bei blockierten Korngrenzen und abgeschätzter Schwellenwert $j_c \cdot l$ bei kupferhaltigem Aluminium ($T = 200$ °C, $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2)

Proben	v_{Cu}/cm s^{-1}	$v(l_{d,Cu} < 20\ \mu m)$/cm s^{-1}	$j_c \cdot l$/Acm^{-2}
Al + 1 % Cu	$4{,}6 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	240< " <430
dgl. 20 min 420 °C N_2 getempert	$1{,}9 \cdot 10^{-9}$	$2{,}2 \cdot 10^{-11}$	610< " <950
Al + 2 % Cu	$1{,}8 \cdot 10^{-9}$	$1{,}1 \cdot 10^{-10}$	280< " <460
dgl. 20 min 420 °C N_2 getempert	$7{,}7 \cdot 10^{-10}$	$1{,}3 \cdot 10^{-11}$	650< " <1050
		v/cm s^{-1}	$j_c \cdot l$/Acm^{-2}
Al-Referenzprobe		$3{,}0 \cdot 10^{-9}$	400< " <510
dgl. 1 h 420 °C N_2 getempert		$1{,}4 \cdot 10^{-9}$	440< " <610

Mit dem diffusionshemmenden Einfluß des Cu-Einbaus sowie der Wanderung des Kupfers läßt sich auch der folgende Effekt erklären. Nach einer relativ weiten Drift des Kupferanteils wird am anodenseitigen Leitbahnende im Gegensatz zu Reinaluminium wesentlich weniger Material angehäuft, als an der negativen Front abgeführt wird. Abb. 6.12 zeigt, daß der größte Teil der Hügelbildung vielmehr kurz hinter dem kathodenseitigen Streifenende auftritt, während der übrige Teil der Leitbahn weitestgehend defektfrei bleibt. Die Hügelbildung erstreckt sich hierbei in etwa bis zur Driftlänge des Kupfers, die in diesem Beispiel 61 µm beträgt, so daß die Hügel im Bereich der kupferarmen Zone liegen. Das Aluminium, das in einem längeren kupferarmen Bereich schneller diffundieren kann als durch die von Kupfer blockierten Korngrenzen, staut sich daher jeweils vor der Kupferfront.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß beim Einbau von Kupfer neben der bekannten Erhöhung der Ausfallzeiten auch eine deutliche Verringerung der Driftgeschwindigkeit auftritt. Die Al-Driftlänge hängt hierbei von der Drift des Kupfers ab und ist nicht mehr zu jedem Zeitpunkt proportional zur Testzeit.

6.4 Gesputterte (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Strukturen

Um die Vorteile des redundanten Schichtaufbaus und des Kupferzusatzes miteinander zu kombinieren, bietet sich die Realisierung einer (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu)-Schichtstruktur an, wobei sich im Gegensatz zu (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) [48], keine nachteilige intermetallische Verbindung ergibt. Diese 1 µm dicken Dreifachschichten wurden mit 50 nm dicker TiN und 1 bzw. 2 Gew.-% Kupferanteil hergestellt. Hierbei erwies sich das Ätzen der Zwischenschicht als etwas problematisch, da bei der Strukturierung Reste dieser Schicht an den Leitbahnflanken und auf dem freigeätzten Substrat stehenblieben. Im Vergleich zu Strukturen mit gleichem Nennquerschnitt haben diese Leitbahnen einen etwa 15 % höheren Widerstand. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre das ungünstigere Ätzverhalten, das zu lokalen, undefinierten Unterätzungen in den unteren Schichten führen kann. Diese Nachteile

könnten sich jedoch mit einem geeigneten Ätzverfahren beheben lassen.

Ein Teil der hergestellten Proben wurde 20 Minuten lang bei 420 °C in N_2 getempert. Hierbei nahm der Widerstand um ca. 7 % bei 1 % Cu bzw. um ca. 17 % bei 2 % Cu zu.

Bei allen vier untersuchten Leitbahnserien ergaben sich jeweils ähnliche Ausfallzeiten (siehe Anhang). Daher ist der Übersichtlichkeit halber in Abb. 6.13 nur das Ausfallverhalten einer dieser Serien dargestellt. Diese Ausfallzeiten liegen in der Tat höher als nur bei Kupfereinbau bzw. als nur beim redundanten

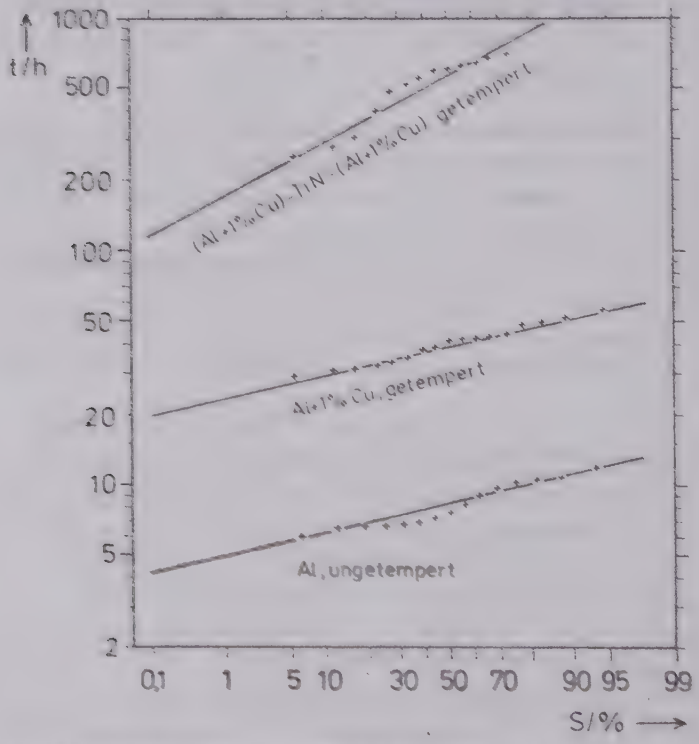


Abb. 6.13 Ausfallzeiten getemperter (Al + 1 % Cu) - TiN - (Al + 1 % Cu) - Streifen im Vergleich zu getempertem (Al + 1 % Cu) und zu ungetempertem Reinaluminium (T = 200 °C, $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2). Die Ausfallzeiten ungetemperter und getemperter (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Leitbahnen mit 1 bzw. 2 Gew.-% Kupfer liegen bei etwa gleichen Werten.

Aufbau einer Al-TiN-Al-Schichtenfolge. Wie bei den Al-TiN-Al-Streifen traten bei den Lebensdauertests keine Whisker auf, sondern nur Hügel in der Umgebung der relativ großflächigen Ausfallstellen. Daher ist TiN auch bei kupferhaltigem Aluminium als Material für den redundanten Schichtaufbau geeignet.

Bei der Untersuchung des Materialtransports ergab sich im Falle ungetemperter (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Strukturen die gleiche Abhängigkeit $l_d = f(t)$ bzw. die gleiche niedrige Driftgeschwindigkeit wie bei Al + Cu - Leitbahnen mit vergleichbarem Kupferanteil (Abb. 6.11). Durch Tempern ließ sich die Driftgeschwindigkeit dieser redundanten Streifen noch verringern, allerdings nicht so stark wie bei getempertem Al + Cu [$l_d = 2{,}5$ µm nach 330 h bei getemp. (Al + 1 % Cu) - TiN - (Al + 1 % Cu), $l_d = 1$ µm nach 450 h bei getemp. (Al + 2 % Cu) - TiN - (Al + 2 % Cu), jeweils 200 °C und $4 \cdot 10^5$ A/cm^2].

Prinzipiell weist die (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Schichtenfolge im Vergleich zu (Al + Cu) - oder gar zu Reinaluminium-Strukturen eine wesentlich verbesserte Zuverlässigkeit auf. Hierbei werden sowohl der lebensdauererhöhende Effekt des Kupfers sowie der redundante Schichtaufbau ausgenutzt. Als weitere positive Eigenschaft kommt hinzu, daß die Drift der (Al + Cu) - und der (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Leitbahnen deutlich geringer ist als bei Reinaluminium.

7. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden zunächst mit einem gülti gen Verfahren charakteristische Größen ermittelt, die den Mate- rialtransport bei der Elektrodiffusion in Aluminium beschreiben. Als Meßobjekt dienten hierzu Aluminiumleitbahnen auf Titannitri streifen gleicher Breite, jedoch größerer Länge. Bei Gleichstro einprägung übernimmt das Aluminium den gesamten elektrischen Strom vom relativ schlecht leitenden TiN, das an beiden Al-Ende übersteht und zu separaten Kontaktflächen führt. Der bei niedri gen Stromdichten homogene Materialtransport führt dann am katho denseitigen Leitbahnende zu einer Drift des Aluminiums und am anderen Ende zu einer Materialanhäufung in Form von Hügeln. Lei bahnlänge l und Stromdichte j wurden so gewählt, daß der Anteil der Rückdiffusion, die durch den Konzentrationsunterschied zwischen den Leitbahnenden zustande kommt und der Elektrodiffu- sion entgegenwirkt, vernachlässigt werden kann. Die Driftgeschw digkeit beträgt für Reinaluminium unterschiedlichster Herstellu größenordnungsmäßig 10^{-9} cm/s bei 200°C und $j = 4 \cdot 10^5$ A/cm^2. Dieser Wert liegt höher als die meisten der bei indirekten Meßm thoden üblichen Resultate.

Aus der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der Driftge- schwindigkeit ergibt sich eine Aktivierungsenergie von etwa 0,45 eV. Diese Energie hängt nur in sehr geringem Maße von Her- stellungsverfahren (z.B. Aufdampfen, Kathodenzerstäubung), Her- stellungsparametern und Oxidabdeckung ab.

Als weitere Größe wurde der Schwellenwert $j_c \cdot l$ ermittelt, unterhalb dessen sich Elektro- und Rückdiffusion das Gleichge- wicht halten und daher keine Leitbahnausfälle mehr auftreten. $j_c \cdot l$ ist unterhalb 200°C konstant und eignet sich im Falle nied riger Stromdichten bzw. relativ kurzer Streifen bedingt als Di- mensionierungsregel für optimale Leitbahnzuverlässigkeit.

Neben dem homogenen Materialtransport können auch Divergen zen der Materialstromdichte auftreten, die zu Leitbahnunter- brechungen führen. Um mögliche Maßnahmen zur Erhöhung der Leit- bahnzuverlässigkeit zu treffen, wurde der Einfluß der Her- stellungsparameter - später auch der Fremdstoffzugabe - auf den

Materialtransport und das Ausfallverhalten untersucht. Kathodenzerstäubte Reinalu-Strukturen erwiesen sich hierbei unter geeigneten Herstellungsbedingungen, wie z.B. niedrige Aufwachsrate bzw. Substrattemperatur, als mindestens ebenso zuverlässig wie aufgedampfte. Dies gilt für Schichten mit relativ ebener Oberfläche, da mit zunehmender Rauhtiefe die Streuung der Ausfallzeiten ansteigt und somit die Zuverlässigkeit abnimmt. Im übrigen konnten durch Tempern und Oxidabdeckung bei Reinaluminium der Materialtransport vermindert und die Ausfallzeiten erhöht werden, während sich die Zuverlässigkeit durch andere Parameter nur in relativ engen Grenzen verbessern ließ.

Bei Verwendung einer dünnen Titanschicht unter dem Aluminium konnte eine homogene Struktur mit sehr ebener Al-Oberfläche realisiert werden, so daß die Kornstruktur also unter anderem auch von der Substratunterlage abhängt. Bei einer solchen ungetemperten Schicht wurde die Lebensdauer erhöht und die Driftgeschwindigkeit um mehr als eine Größenordnung verringert. Eine Erhöhung der Ausfallzeiten wurde auch bei ungetemperten Al-Ti-Al-Schichtenfolgen festgestellt, jedoch keine Verringerung der Driftgeschwindigkeit. Diese Dreifachschichten sind allerdings wegen der lokal auftretenden Whiskerbildung nur unter Vorbehalt anwendbar. Getemperte Proben mit Ti-Unterlage bzw. -Zwischenschicht erwiesen sich trotz der bis zu 1000fachen Lebensdauererhöhung als unbrauchbar, und zwar neben der enormen Streifendeformation durch Kristallitwachstum auch wegen der erhöhten Driftgeschwindigkeit. Diese Nachteile konnten bei einer redundanten Al-TiN-Al-Schichtenfolge, bei der ein Ausfall in einer Schichthälfte noch nicht zum Streifenausfall führt, vermieden werden.

Bei kupferhaltigen Leitbahnen trat neben der bekannten Zuverlässigkeitsverbesserung auch eine deutliche Verringerung der Driftgeschwindigkeit auf, wobei die Driftgeschwindigkeit des Aluminiums nur bei einer relativ geringen Drift des Kupfers zeitlich konstant ist. Kombiniert man die Vorteile des Cu-Einbaus und der redundanten Schichtenfolge, läßt sich die Zuverlässigkeit durch (Al + Cu) - TiN - (Al + Cu) - Strukturen zusätzlich erhöhen.

ANHANG

Lebensdauerdaten ($t_{0,1}$, t_{16} , t_{50} , t_{84}), mittlere Korngröße K und Rauhtiefe R_T in Abhängigkeit von der Schichtherstellung.

Standard-Testbedingungen: Stromdichte $j = 2 \cdot 10^6$ A/cm^2
Streifentemperatur $T = 200^{\circ}C$

Die Lebensdauerdaten sind auf einen Streifenquerschnitt von $A = 10\ \mu m^2$ umgerechnet, sofern nicht anders angegeben.

Zu Abschnitt 5.2.1: Aufgedampfte Reinalu-Leitbahnen, Variation der Substrattemperatur T_s , r ≈ 7 nm/s

T_s/°C	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
30	0,3	30	2,6	4,7	6,3	8,3
100	0,45	45	2,0	3,7	5,3	7,2
200	0,7	60	1,6	4,5	7,6	12,6
300	1,3	60	2,2	4,1	5,4	7,1
380	2,1	75	1,9	5,0	7,5	11,5

Zu 5.2.2: Aufgedampfte Reinalu-Leitbahnen, Variation der Aufdampfrate r, T_s ≈ 30°C

r/nm s^{-1}	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
1	0,25	35	3,0	5,9	8,2	11,3
3	0,25	30	2,5	3,9	5,0	6,1
7	0,3	30	2,6	4,7	6,3	8,3
12,5	0,3	25	3,7	5,3	6,8	8,3
20	0,3	25	1,9	3,7	5,1	7,1

Zu 5.2.3: Aufgedampfte Reinalu-Leitbahnen, Einfluß der Temperbedingungen, r ≈ 7 nm/s, T_s ≈ 100°C, getempert bei 420°C

t_T/h	Gas	K/µm	R_T	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
-	-	0,45	45 nm	2,0	3,7	5,3	7,2
1/6	N_2	"	50 nm, vereinzelte Temperhügel bis zu 100 nm Höhe	3,0	5,1	7,0	9,1
1	N_2	"		5,1	10,6	15,0	21,0
4	N_2	"		6,3	13,7	19,7	28,6
1/6	O_2	"		3,9	6,9	11,1	15,5
1	O_2	"		4,4	10,0	14,7	21,2
4	O_2	"		7,8	17,0	24,7	35,5
4	15%H_2+85%N_2	"		6,6	16,4	21,7	32,6

Zu 5.1.1: Gespeicherte Wasserdampfmengen, Variation der Belastung und des Kapseldrucks

H/W	$p_{Ka}/10^{-3}$ mmHg	T_w/°C	K/um	B_{φ}/um	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{24}/h	t_{84}/h
50	2,9	ca. 63	0,9	70	4,0	6,3	7,9	9,8
"	6,7	"	0,9	100	2,0	3,3	4,3	5,6
"	13,3	"	0,8	80	3,3	4,4	4,8	5,3
"	26,7	"	1,0	80	2,9	4,1	4,9	5,9
100	3,2	ca. 95	1,2	120	2,8	5,1	6,9	9,2
"	6,7	"	1,3	200	4,2	6,7	8,3	10,4
"	13,3	"	1,2	160	3,8	5,6	6,7	8,0
"	26,7	"	1,1	140	1,8	3,4	4,6	6,1
400	3,2	ca.190	2,4	280	3,3	6,0	7,9	10,5
"	6,7	"	3,3	300	3,2	7,7	11,8	17,7
"	13,3	"	2,5	270	2,6	6,5	10,3	16,1
"	26,7	"	3,4	350	1,9	6,5	11,8	18,2
1000	3,2	ca.310	4,4	470	1,3	6,3	12,3	23,7
"	3,4	"	4,0	500	0,7	3,6	7,5	16,4
"	6,7	"	3,8	580	0,9	3,4	6,4	11,8
"	6,7	"	4,3	500	0,6	3,2	7,2	16,3
"	13,3	"	7,9	600	3,2	12,0	22,7	41,8
"	13,3	"	4,1	580	1,2	4,4	8,0	14,5
"	26,7	"	5,9	1000	0,9	3,5	6,5	12,3
"	26,7	"	5,0	970	0,2	2,2	6,6	19,8

Zu 5.3.2: Gesputterte Reinalu-Leitbahnen, Variation der Substratvorspannung U_{Bias}, Targetspannung = 1900 V, N = 400 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar

U_{Bias}/V	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
—	3,3	300	3,2	7,7	11,8	17,7
60	2,6	340	2,9	5,6	7,6	10,4
100	2,5	610	3,6	6,9	9,4	12,6
150	2,6	500	0,02	0,3	1,1	3,8
220	1,8	630	0,5	2,5	5,2	11,1
300	2,0	610	0,2	1,0	2,1	4,1

Zu 5.3.3: Gesputterte Reinalu-Leitbahnen, Variation der Substrattemperatur, K = Kühlung mit Diffusionspumpenöl, H = Heizung mit Quarzstrahlern

N/W	$p_{Ar}/10^{-3}$mbar	T_s/°C	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
100	6,7	ca. 25 (K)	0,3	30	2,7	4,1	5,0	6,1
"	"	ca.140 (H)	1,2	100	1,9	3,0	3,7	4,6
"	"	ca.180 (H)	1,1	140	2,2	3,3	4	4,8
400	6,7	ca. 45 (K)	0,2	30	1,8	3,3	4,9	6,6
"	"	ca.290 (H)	1,3	260	1,6	3,0	3,9	5,1
"	"	ca.340 (H)	1,7	300	2,1	4	5,4	7,2
1000	6,7	ca. 70 (K)	0,2	40	3,1	4,1	4,6	5,3
"	"	ca.380 (H)	1,2	300	0,5	1,7	3,0	5,3
"	"	ca.460 (H)	1,4	320	2,0	4,0	5,4	7,3
1000	26,7	ca. 70 (K)	0,3	30	0,5	1,1	1,8	2,8
"	"	ca.460 (H)	2,2	400	2,7	4,1	5,1	6,1

Zu 6.1: Gesputterte Al-Leitbahnen mit Ti-Zusatz, Kontinuierlicher Vakuumprozeß (außer "*"), Titan gesputtert bei 100 W, Al bei unterschiedlichen N, $P_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar

Schichtenfolge	N(Al)/W	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
39 nm Ti - 1,2 µm Al	100	1,6	12	12,8	26,2	36,7	51,9
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	"	1,6	40	nach 2300 h noch keine der 16 Leitbahnen ausgefallen			
40 nm Ti - 1 µm Al	400	1,7	90	27	108	209	406
* dgl., jedoch unterbr. Vakuum	"	1,7	280	10,2	20	27,2	37
40 nm Ti - 1 µm Al	1000	2,1	200	850	3200	5900	—
33 nm Ti - 420 nm Al - 25 nm Ti - 420 nm Al (A=8,6 μm^2)	100	1,5	13	166	345	485	680
275 nm Al - 25 nm Ti - 550 nm Al - 25 nm Ti - 275 nm Al	100	1,1	90	35	53	65	78

Zu 6.1: Gesputterte Al-Leitbahnen mit Ti-Zusatz, Schichtenfolge Al-Ti-Al, kontinuierlicher Vakuumprozeß, N = 100 W, $P_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, ungetemperte und getemperte Proben, Temperbedingungen: 2 h bei 420°C in N_2-Atmosphäre

Schichtenfolge	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
460 nm Al - 8 nm Ti - 460 nm Al	1,0	80	35	79	116	170
dgl. getempert	1,0	85	5	16,5	29	51
460 nm Al - 16 nm Ti - 460 nm Al	1,0	90	44	79	103	136
dgl. getempert	1,1	90	19	44	66	97
480 nm Al - 30 nm Ti - 480 nm Al	0,9	75	20	45	67	100
dgl. getempert	0,9	90	1200	3300	5300	8400
440 nm Al - 48 nm Ti - 440 nm Al	1,0	70	20	42	60	87
dgl. getempert	1,0	80	590	2670	5500	11500
370 nm Al - 50 nm Ti - 370 nm Al; (A = 7,9 μm^2)	0,8	60	38	61	75	94
dgl. getempert (A = 7,4 μm^2)	0,8	70	1200	4200	6100	8800

Zu 6.2: Gesputterte Al-TiN-Al-Strukturen, kontinuierlicher Vakuumprozeß (außer *), $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, N = 100 W für Al bzw. N = 400 W für TiN

Schichtenfolge	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
500 nm Al - 50 nm TiN - 500 nm Al	1,2	130	39	82	116	167
dgl. 2 h 420°C N_2 getempert	1,2	140	70	140	196	272
* 500 nm Al - 50 nm TiN - 500 nm Al, unterbr. Vakuum	1,1	110	7,5	15,5	21,7	31,4

Zu 6.3: Gesputtertes Al mit Kupferzusatz (Al+Cu)-Target, N = 100 W, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar

Schicht	K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
Al + 1% Cu	1,1	80	20	43,7	64	94
dgl. 20 min 420°C N_2 getempert	1,1	130	20	31,3	39,2	48,6
Al + 2% Cu	1,1	80	40	100	151	231
dgl. 20 min 420°C N_2 getempert	1,1	100	21	47	67,5	96,5

Zu 6.4: Gesputterte (Al+Cu)-TiN-(Al+Cu)-Strukturen, kontinuierlicher Vakuumprozeß, $p_{Ar} = 6{,}7 \cdot 10^{-3}$ mbar, N = 100 W für (Al+Cu), N = 400 W für TiN

Schichtenfolge		K/µm	R_T/nm	$t_{0,1}$/h	t_{16}/h	t_{50}/h	t_{84}/h
485 nm (Al + 1% Cu) - 50 nm TiN - 485 nm (Al + 1% Cu)		1,0	110	134	316	477	713
dgl. 20 min 420°C N_2 getempert		1,0	100	115	337	559	930
520 nm (Al + 2% Cu) - 50 nm TiN - 520 nm (Al + 2% Cu)	A=7,6 µm^2	1,1	170	108	240	350	505
dgl. 20 min 420°C N_2 getempert		1,1	240	117	290	445	680

LITERATURVERZEICHNIS

[1] Schreiber, H.-U., Activation energies for the different electromigration mechanisms in aluminum, Solid-State Electronics 24 (1981), 583-589

[2] Staszewski, G.M. von und Walsöe de Reca, N.E., Electromigration mechanism in aluminum conductors, Solid-State Electronics 23 (1980), 481-485

[3] Blech, I.A., Electromigration in thin aluminum films on titanium nitride, J. Appl. Phys. 47 (1976), 1203-1208

[4] Prokop, G.S. und Joseph, R.R., Electromigration failure at aluminum-silicon contacts, J. Appl. Phys. 43 (1972), 2595-2602

[5] Rosenberg, R. und Ohring, M., Void formation and growth during electromigration in thin films, J. Appl. Phys. 42 (1971), 5671-5679

[6] Hersener, J. und Ricker, T., Elektrotransport in Aluminium-Leiterbahnen, Wiss. Ber. AEG-Telefunken 48 (1975), 46-54

[7] Black, J.R., Aluminum conductor failure by mass transport, Proc. 3rd International Congress on Microelectronics, München (1968), 141-162

[8] Black, J.R., Electromigration failure modes in aluminum metallization for semiconductor devices, Proc. IEEE 57 (1969), 1587-1594

[9] Schreiber, H.-U. und Grabe, B., Electromigration measuring techniques for grain boundary diffusion activation energy in aluminum, Solid-State Electronics 24 (1981), 1135-1146

[10] Braun, L., Electromigration testing - a current problem, Microelectron. Reliab. 13 (1974) 215-228

[11] Learn, A.J., Evolution and current status of aluminum metallization, J. Electrochem. Soc. 123 (1976) 894-906

[12] Sigsbee, R.A., Electromigration and metallization lifetimes, J. Appl. Phys. 44 (1973), 2533-2540

[13] Venables, J.D. und Lye, R.G., A statistical model for electromigration induced failure in thin film conductors, Proc. Tenth Reliability Physics Symp. IEEE, New York, (1972), 159-164

[14] Attardo, M.J. und Rosenberg, R., Electromigration damage in aluminum film conductors, J. Appl. Phys. 41 (1970), 2381-2386

[15] Sim, S.P., Procurement specification requirements for protection against electromigration failures in aluminum metallizations, Microelectron. Reliab. 19 (1979), 207-218

[16] Shine, M.C. und d'Heurle, F.M., Activation energy for electromigration in aluminum films alloyed with copper, IBM J. Res. Develop. 15 (1971), 378-383

[17] Hummel, R.E., Dehoff, R.T. und Geier, H.J., Activation energy for electrotransport in thin aluminum films by resistance measurements, J. Phys. Chem. Solids 37 (1976), 73-80

[18] Learn, A.J., Effect of structure and processing on electromigration-induced failure in anodized aluminum, J. Appl. Phys. 44 (1973), 1251-1258

[19] Spitzer, S.M. und Schwartz, S., The effects of dielectric overcoating on electromigration in aluminum interconnections, IEEE Trans. Electron Devices ED-16 (1969), 348-350

[20] Kakar, A.K., Electromigration studies on aluminum-copper stripes, Solid State Technology 16 (1973), 47-50 und 62

[21] Gurp, G.J. van, Electromigration in Al films containing Si, Appl. Phys. Lett. 19 (1971), 476-478

[22] Satake, T., Yokoyama, K., Shirakawa, S. und Sawaguchi, K., Electromigration in aluminum film stripes coated with anodic aluminum oxide films, Jap. J. Appl. Phys. 12 (1973), 518-522

[23] Ghate, P.B. und Blair, J.C., Electromigration testing of Ti:W/Al and Ti:W/Al-Cu film conductors, Thin Solid Films 55 (1978), 113-123

[24] Rosenberg, R. und Berenbaum, L., Resistance monitoring and effects of nonadhesion during electromigration in aluminum films, Appl. Phys. Lett. 12 (1968), 201-204

[25] Blech, I.A. und Meieran, E.S., Electromigration in thin Al films, J. Appl. Phys. 40 (1969), 485-491

[26] Berenbaum, L., Electromigration damage of grain-boundary triple points in Al thin films, J. Appl. Phys. 42 (1971), 880-882

[27] Horowitz, S.J. und Blech, I.A., Electromigration in Al/Cu/Al films observed by transmission electron microscopy, Mater. Sci. Eng. 10 (1972), 169-174

[28] Weise, J., Quantitative measurements of the mass distribution in thin films during electrotransport experiments, Thin Solid Films 13 (1972), 169-174

[29] Weise, J., Quantitative Untersuchung des Elektrotransports in dünnen Aluminium-Filmen, Dissertation an der Universität Stuttgart (1973)

[30] Stracke, E. und Herzig, C., Electromigration, thermomigration and solubility of copper in lead, Phys. Stat. Sol. (a) 47 (1978), 513-521

[31] Golopentia, D.A., Huntington, H.B. und Nakajima, H., Electromigration of gold (high concentration) in lead, J. Phys. Chem. Solids 41 (1980) 1-5

[32] Reddy, K.V., Beniere, F. und Kostopoulos, D., Electromigration and diffusion of copper in aluminum thin films, J. Appl. Phys. 50 (1979), 2782-2786

[33] Penney, R.V., Current induced mass transport in aluminum, J. Phys. Chem. Solids 25 (1964), 335-345

[34] Heumann, T. und Meiners, H., Elektrotransport in Aluminium, Z. Metallkde. 57 (1966), 571-576

[35] Ainslee, N.G., d'Heurle, F.M. und Wells, O.C., Coating, mechanical constrains, and pressure effects on electromigration, Appl. Phys. Lett. 20 (1972), 173-174

[36] Kinsbron, E., Blech, I.A. und Komem, Y., The threshold durrent density and incubation time to electromigration in gold films, Thin Solid Films 46 (1977), 139-150

[37] Bobbio, A. und Saracco, O., On the spread of time-to-failure measurements in thin metallic films, Thin Solid Films, 17 (1973), S13-S16

[38] Miller, I. und Freund, J.E., Probability and statistics for engineers, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (New Jersey) (1965)

[39] Hahn, G.J. und Shapiro, S.S., Statistical models in engineering, John Wiley and Sons, New York (1967)

[40] Agarwala, B.N., Attardo, M.J. und Ingraham, A.P., Dependence of electromigration-induced failure time on length and width of aluminum thin-film conductors, J. Appl. Phys. 41 (1970), 3954-3960

[41] Scoggan, G.A., Agarwala, B.N., Peressini, P.P. und Brouillard, A., Width dependence of electromigration life in Al-Cu, Al-Cu-Si, and Ag conductors, 13th Internat. Reliabil. Phys. Symp., Las Vegas (1975)

[42] Ghate, P.B. und Blair, J.C., Resistivity and structure of aluminum thin films, Texas Instruments Technical Report No. 03-69-10 (1969)

[43] Clauss, H., Physik der Fehlerursachen an Halbleiterbauelementen, Bundesministerium für Forschung und Technologie, Forschungsbericht T 76-77 (1976)

[44] Learn, A.J., Effect of redundant microstructure on electromigration-induced failure, Appl. Phys. Lett. 19 (1971), 292-295

[45] Blair, J.C., Ghate, P.B. und Haywood, C.T., Electromigration-induce failures in aluminum film conductors, Appl. Phys. Lett. 17 (1970), 281-283

[46] Schlacter, M.M., Schlegel, E.S., Keen, R.S., Lathlaen, R.A. und Schnable, G.L., Advantages of vapor-plated phosphosilicate films in large-scaled integrated circuit arrays, IEEE Trans. Electron Devices ED-17 (1970), 1077-1083

[47] Anderson, J.C., Applications of thin films in microelectronics, Thin Solid Films 12 (1972), 1-15

[48] Howard, J.K., White, J.F. und Ho, P.S., Intermetallic compounds of Al and transition metals: Effect of electromigration in 1-2 µm-wide lines, J. Appl. Phys. 49 (1978), 4083-4093

[49] Howard, J.K., Lever, R.F., Smith, P.J. und Ho, P.S., Kinetics of compound formation in thin film couples of Al and transition metals, J. Vac. Sci. Technol. 13 (1976), 68-71

[50] Hansen, M., Constitution of binary alloys, Mc Graw Hill, New York (1958), 139-141

[51] d'Heurle, F.M., The effect of copper additions on electromigration in aluminum thin films, Metallurgical transactions 2 (1971), 683-689

[52] Ames, I., d'Heurle, F.M. und Horstmann, R.E., Reduction of electromigration in aluminum films by copper doping, IBM J. Res. Develop. 14 (1970), 461-463

[53] Vaidya, S., Fraser, D.B. und Lindenberger, W.S., Electromigration in fine-line sputter-gun Al, J. Appl. Phys. 51 (1980), 4475-4482

[54] Blech, I.A., Copper electromigration in aluminum, J. Appl. Phys. 48 (1977), 473-477

LEBENSLAUF

Bernd Grabe

13.4.1953	geboren in Dortmund
1959-1963	Grundschule in Dortmund
1963-1971	Leibniz-Gymnasium in Dortmund
WS 1971/72 bis WS 1976/77	Physikstudium an der Universität Dortmund
1.4.1977 bis 31.3.1978	Verwalter der Stelle eines Wissenschaftlichen Assistenten am Lehrstuhl für Elektronische Bauelemente der Ruhr-Universität Bochum
seit 1.4.1978	Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Elektronische Bauelemente der Ruhr-Universität Bochum

NACHWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Elektronische Bauelemente der Ruhr-Universität Bochum. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. B. G. Bosch dafür, daß er die Durchführung der Untersuchungen an seinem Lehrstuhl ermöglichte und förderte.

Herrn Prof. Dr. F. Haberey danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr.-Ing. H.-U. Schreiber möchte ich herzlich für sein großes Interesse an dieser Arbeit sowie für zahlreiche wertvolle Anregungen, Hinweise und Diskussionen danken.

Mein Dank gilt weiterhin der Deutschen Forschungsgemeinschaft für finanzielle Unterstützung. Herrn Dr. K. Abraham danke ich für die Mikrosonden-Aufnahmen.

DER DRUCKER - Buscheystraße 138 - 4630 Bochum - Tel. (02 34) 70 41 16